



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO

DIOGO DE AZEVÊDO MOTTA

Projeto e Caracterização de Modulador Mach-Zehnder em Fotônica de Silício

Campinas
2018

DIOGO DE AZEVÊDO MOTTA

PROJETO E CARACTERIZAÇÃO DE MODULADOR MACH-ZEHNDER EM
FOTÔNICA DE SILÍCIO

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica, na Área de Telecomunicações e Telemática.

Orientador: Prof. Dr. Lucas Heitzmann Gabrielli

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO DEFENDIDA PELO ALUNO DIOGO DE AZEVÊDO MOTTA, E ORIENTADA PELO PROF. DR. LUCAS HEITZMANN GABRIELLI.

Campinas
2018

Agência(s) de fomento e nº(s) de processo(s): Não se aplica.

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca da Área de Engenharia e Arquitetura
Luciana Pietrosanto Milla - CRB 8/8129

M858p Motta, Diogo de Azevêdo, 1991-
Projeto e caracterização de modulador Mach-Zehnder em fotônica de silício / Diogo de Azevêdo Motta. – Campinas, SP : [s.n.], 2018.

Orientador: Lucas Heitzmann Gabrielli.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Fotônica. 2. Silício. 3. Moduladores de luz. 4. Comunicações ópticas. 5. Linhas de transmissão de microondas. I. Gabrielli, Lucas Heitzmann, 1982-. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Design and characterization of a silicon photonics mach-zehnder modulator

Palavras-chave em inglês:

Photonics

Silicon

Light modulators

Optical communications

Microwave transmission lines

Área de concentração: Telecomunicações e Telemática

Titulação: Mestre em Engenharia Elétrica

Banca examinadora:

Lucas Heitzmann Gabrielli [Orientador]

Darli Augusto de Arruda Mello

Daniel Orquiza de Carvalho

Data de defesa: 09-07-2018

Programa de Pós-Graduação: Engenharia Elétrica

Comissão Julgadora – Dissertação de Mestrado

Candidato: Diogo de Azevêdo Motta **RA:** 090935

Data da defesa: 09 de Julho de 2018

Título da Tese: "Projeto e Caracterização de Modulador Mach-Zehnder em Fotônica de Silício"

Prof. Dr. Lucas Heitzmann Gabrielli (Presidente, FEEC/UNICAMP)

Prof. Dr. Daniel Orquiza de Carvalho (UNESP)

Prof. Dr. Darli Augusto de Arruda Mello (FEEC/UNICAMP)

A ata de defesa, com as respectivas assinaturas dos membros da Comissão Julgadora, encontra-se no processo de vida acadêmica do aluno.

Dedicatória

Aos meus pais, Maria Auxiliadora e Thales.
A minha querida avó Eleusa.
Às minhas irmãs Liana e Ana Clara.

Agradecimentos

Agradeço,

Aos meus pais por todo amor, esforço e dedicação à minha educação.

Ao meu orientador, o professor Lucas Gabrielli, pela orientação e disponibilidade durante o período deste trabalho.

À minha namorada, Ana, pela compreensão e suporte.

Aos meus colegas e amigos Alexandre Freitas, Yesica Rumanldo, Giovanni Beninca, pela indispensável contribuição ao trabalho com ideias, discussões e correções.

À UNICAMP, CPqD e BrPhotonics pelo apoio financeiro e de infraestrutura.

A todos demais amigos e familiares pela convivência e amizade que me trouxeram até aqui.

Resumo

O contínuo crescimento do tráfego de dados da internet vem impondo novos desafios tecnológicos à implementação de redes de comunicação capazes de atender a tal demanda. A recente popularização de serviços antes inexistentes como *streaming* de vídeos, músicas e filmes, por exemplo, pressionam cada vez mais a necessidade de aprimoramento da infraestrutura de dados de *datacenters* e da comunicação entre eles.

Neste contexto, os requisitos dos dispositivos ópticos para atender à este mercado se mutaram um pouco quando comparados ao requisitos de dispositivos utilizados em redes de comunicação de longa e ultra longa distância. Além da capacidade de transmitir e receber altas taxas de *bit*, requer-se agora, que estes dispositivos reduzam ao máximo consumo de potência, tamanho e custo sejam reduzidos ao máximo. Desta forma, dispositivos fotônicos construídos em circuitos integrados numa plataforma de silício aparecem como uma tecnologia extremamente promissora para suprir estas exigências. Este trabalho apresenta o projeto de um MZM desenvolvido em uma plataforma de SOI projetado para atender a estas demandas.

O trabalho desta dissertação consiste em apresentar e validar os métodos de projeto de um MZM do tipo TW com deslocador de fase por dispersão de portadores. A validação é feita pela caracterização experimental de dispositivos fabricados anteriormente. Por fim, apresenta-se o projeto de um MZM por dispersão de portadores com eletrodo de onda lenta. Em um dispositivo de 3,15 mm, uma largura de banda eletro-óptica de 40 GHz é atingida com uma polarização dos diodos de $-2,5\text{ V}$ e terminação da linha de transmissão de $35\ \Omega$. A impedância característica é de $50\ \Omega$, casando com os amplificadores elétricos mais comuns. Além disso, a eficiência de modulação V_π é de cerca de 7 V nesta mesma tensão e a perda de propagação nos deslocadores de fase é menor que 5 dB. O dispositivo foi enviado para fabricação para posterior caracterização.

Abstract

The continuous growth of internet traffic imposes new technological challenges to the implementation of communication networks capable of meeting this demand. The recent popularization of streaming services such as videos, music and movies, drives the need to improve the infrastructure of datacenters and the communication between them.

In this context, the requirements of optical devices in this market have mutated when compared to devices used in long-haul and ultra long-haul links. Besides high bit rate, now, more than ever, power consumption, size and cost are required to be as low as possible. This way, integrated photonic circuits in a silicon platform present themselves as an extremely promising technology. This work presents a MZM developed in a SOI platform designed to meet these demands.

This thesis work consists in the presentation and validation of design methods of a TW MZM with phase shifters based on the silicon's plasma dispersion effect. The validation of the methods is done with the characterization of older devices already fabricated. Finally, the design of a carrier depletion MZM with a slow wave electrode is presented. A 40 GHz electro-optic bandwidth is reached in a 3,15 mm long device with the diodes bias at $-2,5\text{ V}$ and a transmission line termination of $35\ \Omega$. The characteristic impedance of the device is designed to be $50\ \Omega$, matching common microwave drivers. The modulation efficiency V_π is approximately 7 V with the same bias voltage and the propagation loss in the phase shifter is less than 5 dB. The device was sent to fabrication to be later characterized.

Lista de Figuras

1.1	Esquemático de um transmissor em um sistema de comunicações ópticas WDM.	17
1.2	Esquemático do MZM de silício e de suas macroestruturas.	20
2.1	Estrutura de um interferômetro Mach-Zehnder.	23
2.2	Transmissões do campo e da intensidade em função da diferença da fase.	26
2.3	Transmissão teórica por comprimento de onda de um MZM desbalanceado em 100 μm para diferentes Δn_{eff}	28
3.1	Comparação entre valores teóricos e experimentais da variação de índice em função da concentração de portadores livres.	33
3.2	Geometria de um deslocador de fase SISCAP.	34
3.3	Estruturas de moduladores ópticos em fotônica de silício	35
3.4	Circuitos equivalentes de diodos PN.	35
3.5	Simulação completa.	37
3.6	Simulação simplificada.	37
3.7	Seção Transversal da geometria e das máscaras de dopagem deslocador de fase de depleção.	38
3.8	Δn para uma tensão de -3 V e $ E ^2$ no modulador OpSIS	39
3.9	Distribuição de portadores calculada para uma tensão de polarização de -3 V no deslocador de fase OpSIS.	41
3.10	Variação do índice de refração, da eficiência de modulação e da atenuação em função de V	42
3.11	<i>Layout</i> do modulador caracterizado e dado experimental obtido.	42
3.12	<i>Setup</i> experimental para caracterização do modulador.	43
3.13	Foto do acoplamento lateral de um <i>chip</i> e uma fibra com microlente.	44
3.14	Estrutura de teste para medida da eficiência de modulação.	46
3.15	R_{Si} e α em função das larguras x_{nrib} e x_{prib} para uma tensão de -2 V	46
3.16	$V_{\pi}L_{\pi}$ e α em função da posição da junção PN e da tensão aplicada.	47
3.17	Eficiência de modulação e atenuação simuladas para o deslocador de fase.	48
4.1	Exemplos de linhas de transmissão. (a) Par de fios, (b) linha de microfitas, (c) linha CPS, (d) cabo coaxial e (e) guia dielétrico	50
4.2	Esquemático de circuito de parâmetros distribuídos de linha de transmissão.	53
4.3	Esquemático de uma rede de duas portas.	56
4.4	Estruturas CPS e CPW com múltiplas camadas de substratos.	59
4.5	n_{μ} e Z_0 obtidos analiticamente em função das largura do metal (w) e do espaçamento entre eles (g).	63
4.6	Simulação eletromagnética no COMSOL.	64

4.7	n_μ , Z_0 e α obtidos no COMSOL em função das largura do metal (w) e do espaçamento entre eles (g) para 30 GHz.	65
4.8	Variação do índice de micro-ondas e da impedância característica ao longo da frequência.	66
4.9	Esquemático de circuito de parâmetros distribuídos de linha de transmissão.	67
4.10	Atenuação da linha CPS.	67
4.11	Esquemático dos tipos de conexão dos diodos à linha de transmissão sobrepostos a estrutura do Mach-Zehnder.	68
4.12	Fluxo de simulação elétrico e eletro-óptico.	69
4.13	Transmissão e reflexão para a linha CPS descarregada concatenada.	69
4.14	Transmissão e reflexão para a linha CPS carregada concatenada com as duas configurações de carregamento.	70
4.15	Resposta eletro-óptica do modulador para a variação do comprimento e da tensão de polarização dos diodos.	72
4.16	Resposta eletro-óptica do modulador e reflexão para diferentes cargas de terminação.	72
4.17	73
4.18	Pontas de prova RF e sua utilização na caracterização a nível de <i>chip</i>	74
4.19	Comparativo entre simulação e experimento da linha CPS carregada para uma tensão de polarização dos diodos de -2 V	74
4.20	Impedância característica e índice de micro-ondas de propagação para uma polarização de -2 V dos diodos.	75
4.21	Montagem experimental para medida de largura de banda eletro-óptica.	76
4.22	Conexão da carga de terminação à linha de transmissão.	76
4.23	Fotodetector de referência.	77
4.24	Largura de banda eletro-óptica do modulador caracterizado.	77
4.25	Índice de micro-ondas da linha CPS descarregada e carregada para as configurações de carregamento individual e SPP dos diodos.	78
4.26	Esquemático da geometria e simulação numérica.	79
4.27	Impedância característica e índice de micro-ondas da geometria final escolhida.	80
4.28	Transmissão eletro-óptica reflexão para a linha com geometria final.	80

Lista de Tabelas

1.1	Lista dos resultados obtidos nas publicações mais recentes de MZMs na fotônica de silício que utilizam linhas de transmissão de onda lenta.	19
3.1	Concentração de portadores das camadas no processo de fabricação OpSIS.	40
3.2	Disposição das máscaras de dopagem do deslocador de fase OpSIS.	40
3.3	Parâmetros geométricos do deslocador de fase OpSIS.	40
3.4	Parâmetros geométricos do modulador projetado no IMEC.	45
3.5	Disposição das máscaras de dopagem do Modulador IMEC.	47
4.1	Denominação dos modos de propagação em guias de onda.	51
4.2	Distâncias, alturas e permissividades usadas na varredura de parâmetros da linha CPS	62
4.3	Distâncias e impedância das linha CPS base para a linha de onda lenta. . .	79
4.4	Distâncias da linha de onda lenta final.	80

Lista de Abreviaturas

AC corrente alternada (*alternating current*)

CPS fita coplanar (*coplanar strip*)

CPW guia de onda coplanar (*coplanar waveguide*)

CWDM multiplexação por divisão de comprimento de onda espaçada (*coarse wavelength division multiplexing*)

DC corrente contínua (*direct current*)

DSP processamento digital de sinais (*digital signal processing*)

DWDM multiplexação por divisão de comprimento de onda densa (*dense wavelength division multiplexing*)

FSR faixa espectral livre (*free spectral range*)

GSG terra-sinal-terra (*ground-signal-ground*)

IMEC *Interuniversitair Micro-Elektronica Centrum*

MMI interferômetro multimodo (*multi-mode interferometer*)

MPW wafer multi projeto (*multi-project wafer*)

M-QAM modulação de amplitude em quadratura (*quadrature amplitude modulation*)

MZI inteferômetro Mach-Zehnder (*Mach-Zehnder interferometer*)

MZM modulador Mach-Zehnder (*Mach-Zehnder modulator*)

OOK chaveamento liga-desliga (*on-off keying*)

PDK Kit de projeto do processo (*process design kit*)

QPSK modulação por variação de fase em quadratura (*quadrature phase shift keying*)

RF radiofrequência

SMF fibra monomodo (*single-mode fiber*)

SOI silício sobre isolante (*silicon-on-insulator*)

SOLT curto, aberto, carga, transmissão (*short, open, load, thru*)

SPP empurra-puxa em série (*series push-pull*)

TE transverso elétrico

TEM transverso elétrico e magnético

TM transverso magnético

TW onda viajante (*traveling wave*)

TWMZM modulador Mach-Zehnder de onda viajante (*traveling wave Mach-Zehnder modulator*)

WDM multiplexação por divisão de comprimento de onda (*wavelength division multiplexing*)

Sumário

1	Introdução	16
1.1	Moduladores ópticos externos	17
1.2	Objetivo do trabalho	19
1.3	Estrutura da dissertação	20
1.4	Publicações	21
2	Modulador Mach-Zehnder	22
2.1	Introdução	22
2.2	Descrição analítica do MZM	22
2.2.1	Eficiência de modulação	26
2.3	O MZM na fotônica em silício	26
2.4	Conclusão	28
3	Projeto da Junção PN	30
3.1	Introdução	30
3.2	Variação do índice de refração em outros materiais	30
3.3	Efeito de dispersão por plasma no silício	31
3.4	Estruturas de deslocadores de fase na fotônica de silício	33
3.5	Fluxo de simulação do deslocador de fase por depleção de portadores	36
3.6	Simulação e caracterização do deslocador de fase fabricado no processo OpSIS	40
3.6.1	Geometria simulada e resultados obtidos	40
3.6.2	Caracterização experimental	41
3.7	Projeto do deslocador de fase no processo IMEC	45
3.8	Conclusão	47
4	Projeto da Linha de Transmissão	49
4.1	Introdução	49
4.2	Teoria de linhas de transmissão	50
4.2.1	Equações de Maxwell	50
4.2.2	Modos TEM	51
4.2.3	Circuitos de parâmetros distribuídos	53
4.2.4	Redes de duas portas e Parâmetros S	56
4.3	Linha CPS e CPW	58
4.3.1	Equações Analíticas para linhas CPS e CPW	59
4.3.2	Simulação das linhas CPS e CPW	62
4.4	Modelagem da Linha de Transmissão Carregada Periodicamente	63
4.4.1	Configurações de carregamento dos diodos	66
4.5	Matriz S da linha de transmissão completa	68
4.6	Largura de banda eletro-óptica	69

4.7	Caracterização RF de uma linha de transmissão CPS carregada fabricada no processo OpSIS	72
4.7.1	Caracterização elétrica	72
4.7.2	Caracterização eletro-óptica	75
4.8	Linha de transmissão de onda lenta	77
4.8.1	Projeto do Modulador Mach-Zehnder com linha de transmissão de onda lenta	78
4.9	Conclusão	81
5	Conclusão	82

Capítulo 1

Introdução

Na última década o aumento na demanda de tráfego de dados nas redes de telecomunicações, causado pela popularização dos serviços multimídia na Internet, como jogos *online*, *streaming* de vídeos, entretenimento interativo entre outros, tem sido motivo para pesados investimentos em desenvolvimento de tecnologias capazes de atender a esta demanda. Conforme previsão da Cisco [1], o tráfego global IP de dados deve atingir 14,9 ZB (14×10^{21} bytes) ao fim de 2020, um crescimento de 3,7 vezes em 5 anos. Já o crescimento previsto para o tráfego intra e inter *datacenters* é de 3 vezes no mesmo período, atingindo 15,3 ZB em 2020. O que é surpreendente, no entanto, é que espera-se que o tráfego leste-oeste (intra ou inter *datacenters*) chegue a 82 % do total. Neste novo mercado os requisitos para os componentes presentes no *link* são diferentes dos usualmente presente em *links* longos, atualmente dominados por moduladores de Niobato de Lítio (LiNbO_3). Custo, tamanho e consumo de energia são parâmetros tão ou até mais importantes que o desempenho nesse tipo de aplicação.

Interconexões de dados podem ser classificadas em dois grupos principais: com fio (*wireline*) e sem fio (*wireless*). No subgrupo com fio, estão contidas as interconexões ópticas por fibras e elétricas, em oposição às ditas sem fio, em que se encontram interconexões por rádio, *Wi-Fi* e 4G, por exemplo. Canais de dados sem fio ou com fio elétrico têm alcance e largura de banda relativamente baixos, quando comparados a canais em fibras ópticas. A banda C, faixa de frequência em que muitos sistemas de comunicação óptica operam, possui largura de banda de aproximadamente 4,5 THz (1530 nm-1565 nm). Além disso, os canais ópticos em fibras monomodo (SMF, *single-mode fibers*) possuem perdas tão baixas quanto 0,2 dB/km nesta faixa de frequência. Apesar disso, um canal numa fibra óptica padrão pode apresentar não linearidades e é dispersivo na banda C. Outro inconveniente é a necessidade de se converter o sinal elétrico para óptico antes da transmissão e de se fazer o oposto na recepção. Estas duas etapas aumentam os custos de implantação e o consumo de potência. Desta forma, para taxas baixas e distâncias curtas, uma interconexão por uma linha de cobre ou por rádio podem ser mais interessantes que uma interconexão de dados óptica. De forma a se melhor aproveitar a imensa largura de banda de um canal em uma

fibra óptica, existem sistemas que empregam multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM, *wavelength division multiplexing*). Múltiplos sub-canais são inseridos em uma mesma fibra com comprimentos de onda central diferentes e uma largura de banda menor que do canal. Em sistemas multiplexação por divisão de comprimento de onda densa (DWDM, *dense wavelength division multiplexing*) o espaçamento é tipicamente de 50 GHz ou aproximadamente 0,4 nm, mas pode atingir até 6,25 GHz em casos de sistemas com grade de canais flexível. Há aplicações, no entanto, que utilizam espaçamentos maiores, de 20 nm ou aproximadamente 2,5 THz: multiplexação por divisão de comprimento de onda espaçada (CWDM, *coarse wavelength division multiplexing*) [2].

O esquemático do transmissor ilustrado na Figura 1.1 inclui um bloco de processamento digital de sinais (DSP, *digital signal processing*), um amplificador elétrico, um *laser* e o modulador óptico. O DSP é o bloco do transmissor responsável por converter o fluxo de dados binários em um pulso analógico e sua complexidade depende fortemente do alcance do sistema WDM em questão. O amplificador elétrico é um componente usualmente utilizado para que sejam atingidos níveis de tensão necessários para uma modulação eficiente do modulador externo. O *laser* é a fonte de luz do transmissor, que deve ser capaz de emitir radiação dentro da janela de frequência em que o sistema WDM foi projetado para operar. O multiplexador óptico é o componente que efetivamente transforma um sistema de comunicações mono-canal em um sistema WDM, uma vez que este combina os diversos sub-canais em uma única fibra óptica.

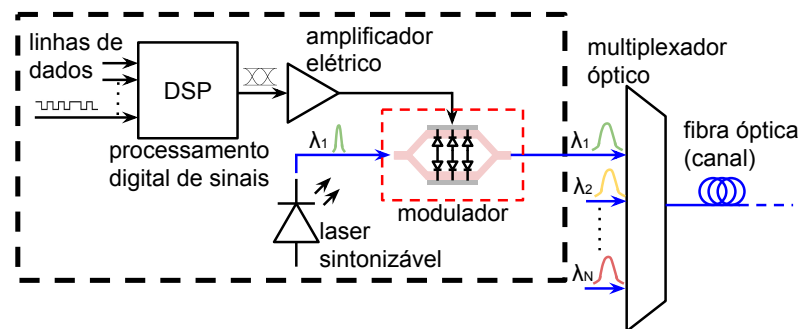


Figura 1.1: Esquemático de um transmissor em um sistema de comunicações ópticas WDM.

1.1 Moduladores ópticos externos

Em um transmissor eletro-óptico o modulador é o elemento responsável por realizar a conversão da informação do domínio elétrico para o domínio óptico. Historicamente, uma das primeiras maneiras de se realizar a modulação da luz se deu através da manipulação da corrente de polarização em *lasers* semicondutores, técnica chamada de modulação direta [3]. Desta forma, é possível alterar-se a intensidade da emissão de luz do *laser* em função da informação que se desejava inserir na luz. Há um inconveniente,

no entanto, que veio a limitar a utilização da modulação direta para sistemas de mais longo alcance e com maiores taxas de transmissão, que é o efeito do gorjeio, ou *chirp* em inglês. Ao se modular a corrente de polarização do *laser*, modifica-se consequentemente também a fase da luz modulada, alargando os pulsos luz à medida que eles se propagam na fibra óptica por conta da dispersão presente nesta. Este efeito limita consideravelmente o alcance do sistema por conta da sobreposição de pulsos adjacentes, a chamada interferência intersimbólica. Além disso, *lasers* modulados diretamente possuem larguras de banda da ordem de GHz.

Uma maneira de se evitar o efeito de alargamento temporal dos pulsos modulados é através da utilização de moduladores externos no transmissor. Moduladores de eletro-absorção utilizam o efeito de Franz-Keldysh como forma de atenuar o sinal em função de um campo elétrico aplicado [3, 4]. Desta forma, um material semiconductor transparente passa a apresentar uma alta absorção à medida que um sinal é aplicado sobre a estrutura. Este efeito pode ser utilizado em esquemas de modulação de amplitude chaveamento liga-desliga (OOK, *on-off keying*) em altas taxas [5, 6] com boa eficiência energética. Outro tipo de modulador externo existente é o que utiliza a variação do índice de refração do material combinada com interferometria de sinais para realizar a modulação. Moduladores Mach-Zehnder (MZMs, *Mach-Zehnder modulators*) e moduladores em anel [7, 8] são as estruturas mais comuns neste caso. Estes tipos de moduladores também são capazes de realizar a modulação em altas taxas. Além disso, não são limitados à modulação de amplitude, mas também conseguem modular a fase da luz inserida, o que permite a implementação de formatos de modulação mais complexos como modulação por variação de fase em quadratura (QPSK, *quadrature phase shift keying*) e modulação de amplitude em quadratura (M-QAM, *quadrature amplitude modulation*).

Neste contexto, a fotônica de silício é uma tecnologia que vem recebendo bastante atenção no meio acadêmico e industrial por sua compatibilidade de fabricação com processos CMOS, possibilitando atender aos requisitos de baixo custo, confiabilidade, alta escalabilidade e compacidade [4]. O alto contraste de índices de refração entre a sílica e o silício possibilita a fabricação de guias de onda em escala nanométrica, o que permite a realização de dispositivos complexos com tamanhos extremamente reduzidos. MZMs em silício foram propostos na década de 80 [9]. Com o uso da tecnologia de silício sobre isolante (SOI, *silicon-on-insulator*), foi possível a fabricação de guias de onda com modos de propagação mais confinados, o que potencializou a viabilidade de MZMs neste tipo de tecnologia. MZMs de silício, no entanto, possuem um efeito de modulação fraco, o que em muitos casos exige que sejam implementados em moduladores Mach-Zehnder de onda viajante (TWMZs, *traveling wave Mach-Zehnder modulators*) para que sejam reduzidas as tensões aplicadas. Essa limitação traz consigo uma maior dificuldade no projeto de radiofrequência (RF) do dispositivo para que sejam atingidas larguras de banda altas, pois há um grande descasamento entre as velocidades de propagação dos sinais óptico e elétrico,

além de ser desejável atingir $50\ \Omega$ de impedância característica da linha de transmissão.

Na última década, alguns trabalhos passaram a propor TWMZs capazes de atingir taxas de transmissão acima de 40 Gbit/s [10–13], de forma que o requisito de largura de banda eletro-óptica é de pelo menos 30 GHz. Estes primeiros trabalhos, no entanto, mostram que há um limite superior na largura de banda eletro-óptica alcançável da ordem de 30 GHz quando se utiliza *designs* de eletrodos RF convencionais e comprimentos longos de forma a se obter uma boa eficiência de modulação. Desta forma, surgiram trabalhos com o objetivo de otimizar a largura de banda do modulador sem necessariamente comprometer sua eficiência de modulação. Em [14–16], foram propostas geometrias de eletrodo modificadas capazes de casar as velocidades de propagação dos sinais óptico e elétrico. Este tipo de geometria de eletrodo é comumente chamada de linha de transmissão de onda lenta. Outra técnica capaz de estender a largura de banda de um MZM por depleção de portadores é através da conexão empurra-puxa em série (SPP, *series push-pull*) dos diodos de forma a minimizar a atenuação do sinal elétrico. Patel et. al [17] utilizam um eletrodo de onda lenta combinado com uma conexão em série dos diodos e um substrato de alta resistividade, o que os permite atingir quase 40 GHz de largura de banda eletro-óptica. Em [18], os autores removem o substrato de fabricação do MZM como forma de realizar um melhor casamento das velocidades de propagação, atingindo uma largura de banda eletro-óptica excedendo 50 GHz.

A Tabela 1.1 lista os trabalhos mais recentes de MZMs em silício por depleção de portadores e que utilizam linhas de transmissão de onda lenta. Uma descrição mais completa do estado da arte de MZMs em geral pode ser encontrada em [19] onde outros tipos de eletrodos são incluídos na listagem.

conf. diodos	−3 dB EO (GHz)	$V_{\pi}L_{\pi}$ (V)	compr. (mm)	$V_{pol.}$ (V)	Z_t (Ω)	perda (dB)	ref.	ano
SPP	38	2,8	4	2	50	3,8	[17]	2015
indiv.	27	2,73	3,5	1	50	6,8	[14]	2014
indiv.	16	4	4	2	50	8,8	[15]	2013
indiv.	30	2,4	2,4	3	50	5	[16]	2011

Tabela 1.1: Lista dos resultados obtidos nas publicações mais recentes de MZMs na fotônica de silício que utilizam linhas de transmissão de onda lenta.

1.2 Objetivo do trabalho

Este trabalho tem como objetivo discutir os métodos de projeto e caracterização de um MZM fabricado em silício. Além disso, são propostos os *designs* da estrutura deslocadora de fase e dos eletrodos de RF de forma que o MZM atinja uma largura de banda eletro-óptica de 40 GHz, com impedância característica de $50\ \Omega$, perda de inserção de 5 dB e a melhor eficiência de modulação possível.

Para que seja possível atingir o valor de largura de banda proposto foi utilizada uma configuração de carregamento dos diodos diferente da convencional para que se reduza a atenuação do sinal elétrico propagante nos eletrodos. Ademais, a geometria dos eletrodos foi projetada para que se casasse ao máximo as velocidades de propagação dos sinais óptico e elétrico através de uma linha de transmissão de onda lenta. O dispositivo foi enviado para fabricação através do wafer multi projeto (MPW, *multi-project wafer*) do *Interuniversitair Micro-Elektronica Centrum* (IMEC).

1.3 Estrutura da dissertação

O projeto de um modulador óptico em fotônica de silício pode ser dividido basicamente em duas etapas: o projeto da estrutura deslocadora de fase, utilizando dopagens na estrutura do guia de onda, e o projeto da linha de transmissão elétrica responsável por aplicar de maneira eficiente o sinal elétrico modulante sobre o dispositivo. A figura 1.2 ilustra essa divisão do projeto. Cada uma dessas etapas possui suas características e métodos próprios de projeto. Desta forma, optou-se por dividir o texto da dissertação em torno dessas duas macroestruturas que compõem o MZM proposto.

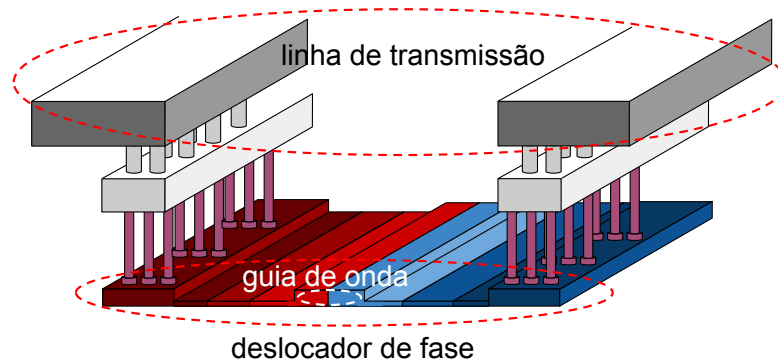


Figura 1.2: Esquemático do MZM de silício e de suas macroestruturas.

O Capítulo 2 descreve o que é um MZM, seu princípio de funcionamento e formas de implementação na fotônica de silício.

O Capítulo 3 apresenta o projeto do deslocador de fase do MZM, implementado utilizando um diodo PN na fotônica de silício. O modelamento teórico do dispositivo é apresentado, sua implementação em diversas estruturas é discutida e então apresenta-se um fluxo de simulação do dispositivo computacionalmente eficiente. Como forma de validar o método de simulação apresentado, um dispositivo já fabricado é simulado e caracterizado experimentalmente de maneira a se comparar o resultado esperado com o resultado prático. Ao final do capítulo, apresenta-se o projeto de uma nova estrutura de deslocador de fase otimizada para o MZM proposto neste trabalho.

O Capítulo 4 apresenta o projeto da linha de transmissão utilizada para guiar

o sinal elétrico no MZM. São desenvolvidos a teoria geral de linhas de transmissão, o modelamento analítico das linhas utilizadas especificamente neste trabalho, o modelamento do carregamento do deslocador de fase na linha de transmissão e as equações analíticas para a largura de banda eletro-óptica. De forma semelhante ao capítulo anterior, é apresentado o projeto e a caracterização de um dispositivo fabricado anteriormente para que se validem os métodos de projeto utilizados. Ao seu fim, é realizado o projeto de uma nova linha de transmissão a fim de se obter o desempenho proposto neste trabalho.

Finalmente, o capítulo de conclusão apresenta um resumo do que foi discutido, analisado e projetado na dissertação. Os pontos principais que foram atingidos no trabalho são expostos e trabalhos futuros propostos.

1.4 Publicações

O seguinte trabalho foi publicado durante o mestrado:

- D. A. Motta, Y. R. R. Bustamante, A. P. Freitas, G. B. de Farias, U. C. Moura, and L. H. Gabrielli, “Design of a 40 ghz bandwidth slow-wave silicon modulator,” in *2017 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*, pp. 1–5, Aug 2017

Capítulo 2

Modulador Mach-Zehnder

2.1 Introdução

Em sistemas de comunicações ópticas de altas taxas e formatos de modulação complexos, é comum que o transmissor óptico seja composto por um *laser* e um modulador externo [21], enquanto sistemas de baixo custo podem preferir a modulação direta da corrente do *laser*. O uso de moduladores externos, portanto, é mais comum em sistemas ópticos de mais alto desempenho, ou seja, que atingem taxas de transferência de dados maiores que 10 Gbit/s e distâncias mais longas [3].

O modulador externo é um componente capaz de modular um sinal óptico contínuo em função da aplicação de um sinal elétrico. A estrutura mais utilizada neste caso é a do interferômetro Mach-Zehnder (MZI, *Mach-Zehnder interferometer*), em que há a possibilidade de se modular a fase da luz propagante em seus braços. Este tipo de estrutura é comumente chamada de MZM.

Este capítulo fará a descrição analítica deste dispositivo, ilustrará como é feita a sua fabricação em uma plataforma de silício e fornecerá alguns dados de caracterização experimental de MZMs em *chips* fabricados anteriormente.

2.2 Descrição analítica do MZM

A implementação de um MZM se dá a partir da separação da luz proveniente de uma fonte contínua em dois caminhos distintos. A luz, então, se propaga ao longo de braços e sofre desvios de fase de maneira independente em cada um destes. Após a propagação pelos braços, a luz é recombinada em um único sinal cuja intensidade depende da fase relativa entre os sinais vindos dos dois braços. A modulação é realizada a partir da manipulação do resultado desta interferência na saída do MZI.

A estrutura de um MZI é mostrada na figura 2.1. As setas azuis simbolizam a propagação do campo eletromagnético. Na segunda figura, os campos interferem-se

construtivamente na saída do MZM, pois o comprimento efetivo do caminho percorrido em ambos os braços é o mesmo. Na terceira figura, as setas vermelhas ilustram algum fenômeno físico atuando sobre o braço do MZM capaz de incrementar a fase da luz propagante em π rad. Neste caso, há interferência destrutiva entre os sinais ópticos e não há campo eletromagnético propagante na saída do modulador.

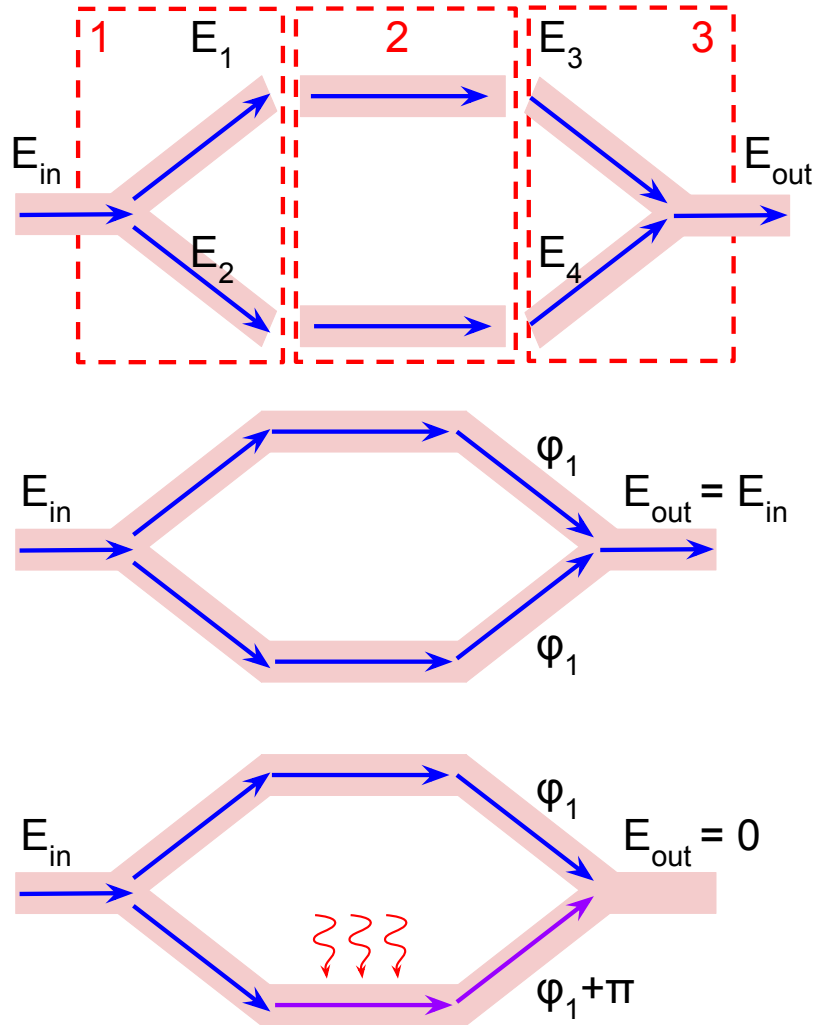


Figura 2.1: Estrutura de um interferômetro Mach-Zehnder.

Em dispositivos fotônicos integrados, o MZI é construído a partir de guias de onda e divisores/combinadores de potência. Um sinal óptico inserido é separado por um divisor, em geral com razão de divisão de potência 50 : 50, em dois guias de onda independentes. Em cada um dos guias, a fase acumulada e intensidade da luz podem ser diferentes após a propagação. Isso pode ocorrer por diversas razões: no caso de sensores, o material da casca do guia de onda pode se alterar, o que modifica a constante de propagação do modo óptico guiado; em moduladores a aplicação de sinais elétricos altera algum parâmetro físico do guia de onda, como seu índice de refração; efeitos térmicos também podem ser utilizados

para alterar a fase da luz propagante em um dos braços aproveitando-se algum material que possua uma constante termo-óptica significativa. Os sinais ópticos propagantes nos braços são então recombinados e interferem-se de forma que o campo elétrico de saída possua uma intensidade dependente das diferenças de fase e amplitude acumuladas nos campos eletromagnéticos nos dois braços.

Considerando que a luz é guiada por um guia de onda dielétrico com seção transversal constante ao longo do eixo z , pode-se descrever o campo elétrico propagante na direção $\hat{\mathbf{z}}$ como:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, y)e^{j\omega t - j\beta z} \quad (2.1)$$

em que $\mathbf{E}(x, y)$ é a distribuição do campo na seção ortogonal à propagação, ω é a frequência angular. β é a constante de fase dada por:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{eff} \quad (2.2)$$

em que n_{eff} é o índice de refração efetivo do modo guiado e λ_0 é o comprimento de onda no vácuo.

Na análise que segue, a dependência espacial das distribuições dos campos e os termos $e^{j\omega t}$ são omitidos para simplificar a notação.

Uma maneira intuitiva de descrever analiticamente o comportamento dos campos do MZI é através do uso de matrizes de transferência. Os subelementos do MZI são descritos separadamente e, em seguida, combinados para se obter a resposta do dispositivo completo. Um MZI pode ser separado em três seções diferentes, como descrito anteriormente e ilustrado na figura 2.1: um divisor de potência, braços para propagação da luz e um combinador de potência.

É possível notar que o separador e o combinador de potência são o mesmo dispositivo. Quando há apenas uma entrada para duas saídas no caso de um separador ou duas entradas e somente uma saída no caso de um combinador, o componente é chamado de acoplador em Y. É possível também construir separadores/combinadores de potência que possuem duas entradas e duas saídas, mas este caso não será descrito pois sua utilização é menos comum. A equação matricial que descreve um acoplador em Y como separador de potência é:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\kappa_1} \\ \sqrt{\kappa_2} \end{bmatrix} [E_{in}] \quad (2.3)$$

enquanto para o caso de um combinador de potência é [22]:

$$[E_{out}] = \begin{bmatrix} \sqrt{\kappa_1} & \sqrt{\kappa_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_3 \\ E_4 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

em que κ_1 e κ_2 são os coeficientes de acoplamento de potência em ambas equações.

A seção do braço do guia de onda pode ser descrita simplesmente por uma matriz em que é acrescida uma fase e aplicada uma atenuação sobre o campo elétrico:

$$\begin{bmatrix} E_3 \\ E_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\Delta\phi_1 - \frac{\alpha_1}{2}L_1} & 0 \\ 0 & e^{j\Delta\phi_2 - \frac{\alpha_2}{2}L_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

em que $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$ são as variações de fase após a propagação pelos braços 1 e 2, respectivamente, α_1 e α_2 são os coeficientes de atenuação de potência nos braços 1 e 2 e L_1 e L_2 são os comprimentos destes.

Concatenando as funções de transferência acima descritas, obtém-se o campo elétrico de saída em função do campo elétrico de entrada e das variações de fase ($\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$) e atenuação (α_1 e α_2) durante a propagação nos braços. É possível simplificar a expressão da função de transferência do MZI ao se considerar que os coeficientes de acoplamento de potência κ_1 e κ_2 são iguais a 0,5, os comprimentos dos braços L_1 e L_2 são iguais a L e, finalmente, que as constantes de atenuação também são as mesmas ($\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$).

$$E_{out} = E_{in} \left(\kappa_1 e^{j\Delta\phi_1 - \frac{\alpha_1}{2}L_1} + \kappa_2 e^{j\Delta\phi_2 - \frac{\alpha_2}{2}L_2} \right) \quad (2.6)$$

$$\frac{E_{out}}{E_{in}} = \frac{1}{2} e^{-\frac{\alpha}{2}L} [(\cos \Delta\phi_1 + \cos \Delta\phi_2) + j(\sin \Delta\phi_1 + \sin \Delta\phi_2)] \quad (2.7)$$

Durante a modulação, alteram-se as fases ϕ_1 e ϕ_2 de forma que se obtenha uma variação correspondente da amplitude e/ou da fase do campo elétrico de saída. Fazendo $\Delta\phi_1 = -\Delta\phi_2 = \frac{\phi}{2}$, anula-se o termo complexo de (2.7) e uma modulação puramente real é obtida, isto é, não há variação contínua na fase do campo elétrico de saída em função das fases modulantes. Neste caso, diz-se que a modulação de amplitude é do tipo **empurra-puxa** (*push-pull*) e livre de **gorjeio** (*chirp-free*) [21].

A intensidade óptica é proporcional ao quadrado do módulo do campo elétrico. Aplicando as simplificações discutidas anteriormente, a função de transferência da intensidade do campo de um MZM é dada por:

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{e^{-\alpha L}}{2} (1 + \cos \phi) \quad (2.8)$$

A figura 2.2 ilustra a variação da amplitude do campo elétrico de saída de um MZM em função da fase ϕ aplicada sobre os braços no esquema empurra-puxa. Considerou-se o MZM sem perdas ($\alpha = 0$).

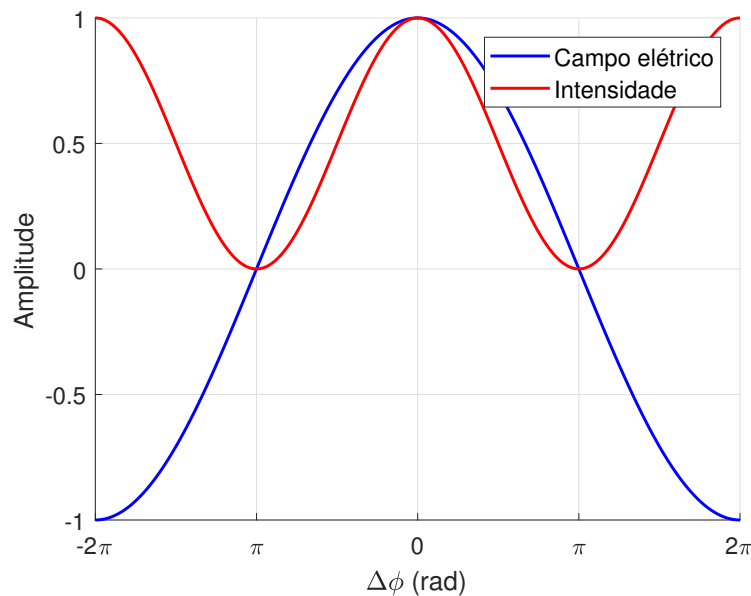


Figura 2.2: Transmissões do campo e da intensidade em função da diferença da fase.

2.2.1 Eficiência de modulação

A eficiência de modulação de um MZM é costumeiramente medida a partir de um parâmetro chamado tensão de meia onda ou V_π . Este parâmetro mede qual é a tensão necessária para que o campo elétrico na saída do deslocador de fase de um braço do MZM atinja uma variação de fase de π rad. Neste caso assume-se que o índice efetivo varia proporcionalmente à tensão aplicada. Na figura 2.2, o V_π reflete a diferença tensão necessária para se transladar entre um ponto de máximo e mínimo consecutivos da transmissão do MZM (em intensidade).

Uma observação importante é a dependência que tem o V_π de um MZM do seu comprimento. Desta forma, é interessante se definir um novo parâmetro, o $V_\pi L_\pi$ como figura de mérito para a eficiência de modulação do MZM. Neste caso, multiplica-se o V_π de um certo MZM pelo seu comprimento, obtendo-se assim um parâmetro que possibilita a comparação entre diferentes moduladores.

2.3 O MZM na fotônica em silício

A construção de um MZI numa plataforma de SOI é relativamente simples. Pode-se realizar a divisão/cominação dos sinais ópticos através de dispositivos como acopladores em Y, acopladores direcionais ou interferômetros multimodo (MMIs, *multi-mode interferometers*). Acopladores em Y possuem o tamanho mais reduzido comparado às outras alternativas, além de uma grande faixa de comprimento de onda de operação ter sido demonstrada [23]. Acopladores MMI, em contrapartida, requerem uma maior área no silício mas, em geral, são mais tolerantes a variações na fabricação e também possuem baixas

perdas e grande largura de banda de operação [24, 25]. Já acopladores direcionais não são muito interessantes neste tipo de aplicação por possuírem uma menor faixa de operação de comprimento de onda e uma grande sensibilidade a erros durante de fabricação e a variações de temperatura [26].

Neste projeto escolheu-se utilizar o acoplador MMI 1:2 presente no Kit de projeto do processo (PDK, *process design kit*) fornecida pela *foundry* onde será fabricado o dispositivo, o IMEC. Uma extensiva caracterização já realizada foi fornecida e o desempenho foi considerado satisfatório para a necessidade do projeto.

A variação da fase da luz propagante em um MZM construído na fotônica de silício pode ser feita através de dois efeitos predominantes: pelo efeito termo-óptico ou pelo efeito do espalhamento por plasma. Como o próprio nome diz, o primeiro é de natureza térmica, e portanto, possui constante de tempo alta, tornando-o impróprio para a modulação em altas taxas. O efeito termo-óptico será utilizado neste projeto como artifício para se ajustar o ponto de operação do modulador. Já o segundo está relacionado com a variação das concentrações de portadores livres na rede cristalina do silício, o que permite a variação do índice de refração em taxas muito altas. O efeito do espalhamento do plasma será explicado em mais detalhes na próxima seção onde será discutido o projeto da junção PN, responsável pela modulação de fase em um MZM de silício.

Em ambos os efeitos, no entanto, há a variação do índice de refração do silício em função da temperatura ou concentração de portadores. Desta forma, o índice de refração efetivo do modo guiado também se altera, modificando a constante de propagação β . A diferença de fase acumulada entre os braços é dada por:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_{eff1}L_1 - n_{eff2}L_2) \quad (2.9)$$

em que n_{eff1} e n_{eff2} são os índices de refração efetivos dos braços 1 e 2, respectivamente.

Uma característica interessante da variação do n_{eff} no silício pelo efeito do espalhamento do plasma é que esta não é linear com relação à tensão aplicada sobre o MZM. Desta forma o V_π do modulador varia em função da tensão aplicada e tende a saturar para tensões elevadas. Isto torna o valor exato do V_π de um MZM de silício difícil de ser mensurado. No caso de moduladores curtos, uma variação de π rad mesmo pode não ser alcançável.

Como maneira de facilitar a caracterização da eficiência de modulação do dispositivo escolheu-se projetar os braços do MZM com tamanhos diferentes. O desbalanceamento dos comprimentos L_1 e L_2 faz com que a transmissão do MZM seja senoidal em função do comprimento de onda, conforme a figura 2.3. Considerando que os coeficientes de acoplamento são iguais para ambos braços e desconsiderando as perdas de propagação,

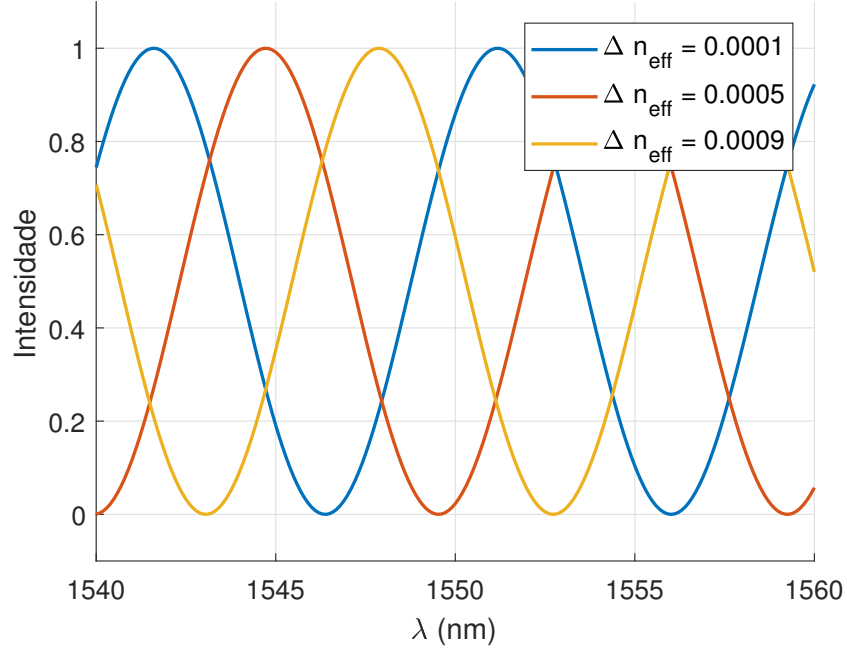


Figura 2.3: Transmissão teórica por comprimento de onda de um MZM desbalanceado em 100 μm para diferentes Δn_{eff} .

um MZM desbalanceado pode ser descrito por:

$$E_{\text{out}} = \frac{E_{\text{in}}}{2} (e^{j\beta L_1} + e^{j\beta L_2}) \quad (2.10)$$

$$E_{\text{out}} E_{\text{out}}^* = \frac{|E_{\text{in}}|^2}{4} (e^{j\beta L_1} + e^{j\beta L_2}) (e^{-j\beta L_1} + e^{-j\beta L_2}) \quad (2.11)$$

$$I_{\text{out}} = \frac{|E_{\text{in}}|^2}{2} (1 + \cos \beta (L_1 - L_2)) \quad (2.12)$$

em β é a constante de propagação definida na equação 2.2.

Desta forma, pode-se utilizar o deslocamento dos máximos e mínimos da curva transmissão vs. λ em função de um parâmetro (temperatura, por exemplo) para se obter a eficiência da variação do índice de refração efetivo. Esta técnica de caracterização será discutida no próximo capítulo conjuntamente com a apresentação de dados medidos em moduladores fabricados anteriormente.

2.4 Conclusão

O MZM foi apresentado analiticamente neste capítulo como ponto de partida para a compreensão do capítulo seguinte. Foram apresentadas equações analíticas que descrevem a transmissão de um MZM em função da diferença de fase entre a luz propagante em seus braços. O conceito de eficiência de modulação foi apresentado uma vez que será extensivamente utilizado no próximo capítulo onde será discutido o projeto do deslocado de fase do MZM proposto neste trabalho. Para MZMs construídos por guias de ondas foram

apresentadas as equações que descrevem o comportamento destes em função da variação do índice efetivo de propagação do guia de onda. Este também é um importante conceito que será mais explorado no próximo capítulo.

Capítulo 3

Projeto da Junção PN

3.1 Introdução

Conforme discutido na seção anterior, o MZM é, em essência, uma estrutura capaz de converter variações de fase em variações de amplitude. Considerando um dispositivo óptico integrado, uma maneira de modificar a fase do modo de propagação que atravessa um dos braços do MZM consiste em alterar o índice de refração efetivo (n_{eff}) em cada braço individualmente. Essa variação do n_{eff} pode ser atingida por meio de diversos efeitos físicos: pelo efeito termo-óptico, por efeitos eletro-ópticos, pela modificação da geometria do guia de onda, dentre outros. Para a construção de moduladores ópticos com elevadas larguras de banda, no entanto, é necessário que essa modificação de n_{eff} se dê em uma alta velocidade e, portanto, limita a quantidade de fenômenos físicos viáveis.

Este capítulo aborda o projeto do deslocador de fase utilizando o efeito de dispersão por plasma presente no silício. A seção 3.2 faz uma breve revisão dos efeitos físicos presentes em materiais comumente utilizados para a fabricação de moduladores ópticos. A seção 3.3 descreve o efeito físico da dispersão por plasma presente no silício. A seção 3.4 apresenta as diferentes topologias e polarizações dos diodos para se utilizar o efeito de dispersão por plasma no silício. A seção 3.5 apresenta o procedimento utilizado para o projeto de um diodo deslocador de fase. A seção 3.6 apresenta o projeto e caracterização de uma estrutura de diodo deslocador de fase fabricada em uma rodada de fabricação MPW na OpSIS. E, finalmente, a seção 3.7 apresenta o projeto de um diodo deslocador de fase otimizado para que o MZM atinja uma alta largura de banda.

3.2 Variação do índice de refração em outros materiais

O Niobato de Lítio (LiNbO_3) é um cristal ferroelétrico anisotrópico que apresenta efeito Pockels [27]. Seus coeficientes eletro-ópticos variam em função da direção e

intensidade de um campo elétrico aplicado. Através da difusão de titânio sobre o material é possível se definir guias de onda com perdas muito baixas [28], o que permite a fabricação de moduladores bastante eficientes e com bom acoplamento com fibras ópticas monomodo. Devido a essas diversas características, moduladores de Niobato de Lítio são os mais utilizados nos sistemas implementados até então. O LiNbO_3 possui duas principais desvantagens que impulsionaram a busca por materiais alternativos para o desenvolvimento dos moduladores das próximas gerações de sistemas de comunicação: o tamanho grande e a dificuldade de integração com outros materiais na fabricação.

Semicondutores compostos III-V como o GaAs, InP e suas ligas ternárias e quaternárias também podem ser utilizados para a manufatura de moduladores apesar de possuírem coeficientes eletro-ópticos cerca de 20 vezes menores que o do LiNbO_3 [29]. Por conta da possibilidade de serem construídos guias de onda com contrastes altos (como guias de onda em silício), campos elétricos com intensidades elevadas são obtidos na região do guia de onda, tornando moduladores nestas tecnologias bastante eficientes.

3.3 Efeito de dispersão por plasma no silício

O silício cristalino não tensionado não apresenta o efeito Pockels devido à simetria de sua estrutura cristalina [30]. No entanto, o Si-c apresenta variações em suas propriedades ópticas através de mudanças nas partes real e complexa de seu índice de refração \bar{n} em função da concentração de portadores ou de um campo elétrico aplicado. Essas mudanças na atenuação e na velocidade de propagação da luz no material podem ser usadas para a construção de dispositivos como atenuadores variáveis ou MZMs. O índice de refração complexo de um material pode ser escrito como:

$$\bar{n} = n + jk \quad (3.1)$$

em que n é o índice de refração, k o coeficiente de extinção e sua constante de atenuação de potência relacionada:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda_0} \quad (3.2)$$

As relações de Kramers-Kronig conectam as partes real e imaginária de funções complexas analíticas (infinitamente diferenciáveis) no semi-plano superior, isto é, em que a parte complexa é positiva [31]. Na prática, em sistemas físicos, estas relações se aplicam pois estes são causais, e portanto, analíticos. Isso significa que uma perturbação na atenuação de um material é acompanhada necessariamente de uma perturbação em seu índice de refração.

O índice de refração e a constante de atenuação se relacionam pelas relações de Kramers-Kronig, assim como variações (Δn e Δk). A mudança do índice de refração em

função da variação da constante de atenuação é dada por:

$$\Delta n(\omega) = \frac{c_0}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\Delta \alpha(\omega') d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} \quad (3.3)$$

em que c_0 é a velocidade da luz no vácuo, ω é a frequência angular em que se deseja calcular o índice de refração. Por conta da singularidade existente em $\omega = \omega'$, valor principal de Cauchy, denotado por PV é tomado. No fim, é possível se calcular a variação do índice de refração em uma frequência ω em função da variação do coeficiente de atenuação em uma faixa de frequência. Como em geral é muito mais fácil de se medir o coeficiente de atenuação do silício, a variação do índice de refração devido a presença de portadores livres ou de um campo elétrico é extraída indiretamente pela alteração em sua atenuação.

A variação do índice de refração em função do campo elétrico no silício cristalino se dá por dois efeitos distintos: o efeito de Franz-Keldysh, relacionado com o tunelamento entre banda de valência e de condução induzido por um campo elétrico e o efeito Kerr, no qual o índice de refração tem uma relação com o quadrado do campo elétrico aplicado. Ambos efeitos, no entanto, podem ser considerados fracos. Considerando um campo elétrico sobre o material de 1×10^5 V/cm, se atinge uma variação do índice de refração de cerca de $\Delta n = 0,2 \times 10^{-5}$ para o efeito de Franz-Keldysh e de cerca de $\Delta n = 0,9 \times 10^{-6}$ para o efeito Kerr [32].

A injeção de portadores livres no silício cristalino não dopado ou a remoção destes em uma amostra dopada pode ser considerada como efeito dominante para a modificação de suas propriedades ópticas. O modelo de Drude para portadores livres no silício cristalino prevê variações no índice de refração e na atenuação do silício:

$$\Delta n = \frac{-q^2 \lambda^2}{8\pi^2 c_0^2 \epsilon_0 n} \left(\frac{\Delta N}{m_{ce}^*} + \frac{\Delta P}{m_{ch}^*} \right) \quad (3.4)$$

$$\Delta \alpha = \frac{q^3 \lambda^2}{4\pi^2 c_0^3 \epsilon_0 n} \left(\frac{\Delta N}{m_{ce}^{*2} \mu_e} + \frac{\Delta P}{m_{ch}^{*2} \mu_h} \right) \quad (3.5)$$

onde q é a carga elementar, ϵ_0 é a permissividade do espaço livre, n é o índice de refração do silício cristalino, ΔN e ΔP são as concentrações dos elétrons e lacunas livres, respectivamente, m_{ce}^* e m_{ch}^* são as massas efetivas para condutividade dos elétrons e lacunas, respectivamente e μ_e e μ_h são as mobilidades de elétrons e lacunas, respectivamente.

A partir de medidas experimentais da absorção do silício cristalino e usando as relações de Kramers-Kronig, Nedeljkovic et al. [33] obtiveram relações de Δn e $\Delta \alpha$ em função das concentrações a partir de um ajuste numérico para as proximidades de 1550 nm conforme:

$$\Delta n = -5,4 \times 10^{-22} \Delta N^{1,011} - 1,53 \times 10^{-18} \Delta P^{0,838} \quad (3.6)$$

$$\Delta \alpha = 8,88 \times 10^{-21} \Delta N^{1,167} + 5,84 \times 10^{-20} \Delta P^{1,109} \quad (3.7)$$

Os dados experimentais obtidos em [33] não coincidem com os valores previstos teoricamente em 3.4, como mostra a Figura 3.1, onde as lacunas apresentam maior variação de índice que os elétrons.

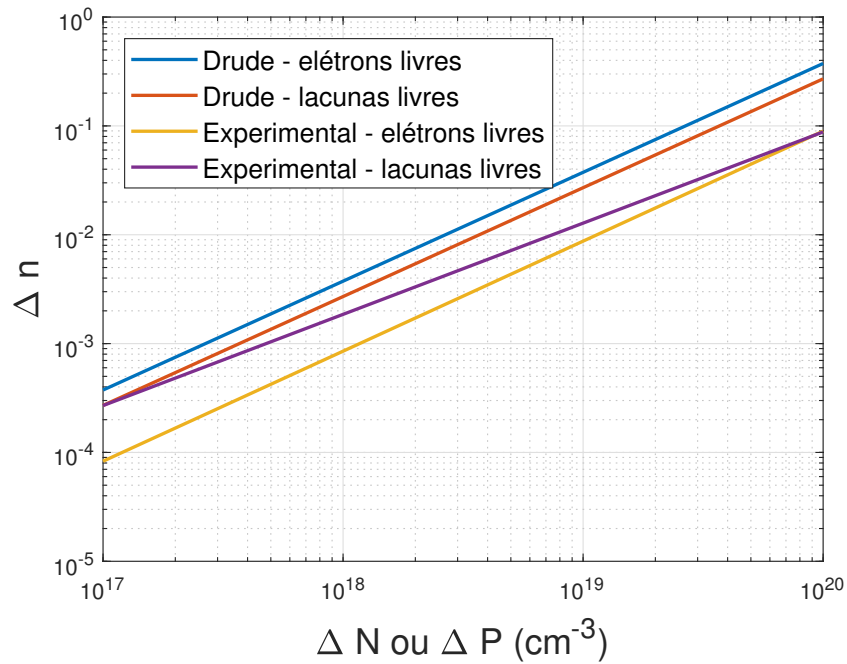


Figura 3.1: Comparação entre valores teóricos e experimentais da variação de índice em função da concentração de portadores livres.

3.4 Estruturas de deslocadores de fase na fotônica de silício

A manipulação das concentrações dos portadores através da aplicação de um campo elétrico sobre uma região de silício dopada permite que a fase da luz que atravessa esta mesma região seja controlada. Assim, através da construção de guias de onda sobre estruturas de diodos, sejam eles PIN, MOS ou PN, se aproveita o efeito de dispersão por plasma para a construção de deslocadores de fase. Em geral, se utilizam efeitos de acumulação, injeção ou depleção de portadores em um diodo como forma de se modular a concentração de portadores, e, conseqüentemente, o índice de refração da luz que atravessa o guia de onda.

A acumulação de portadores é alcançada em estruturas similares às de capacitores

MOS, com uma pilha de camadas de metal, óxido e semiconductor dopado. Em estruturas em que o semiconductor é do tipo P, uma tensão negativa aplicada sobre o metal atrai as lacunas para a região da interface, resultando em sua acumulação na região. Uma reversão no sinal da tensão resulta no acúmulo dos elétrons minoritários presentes no material. Através desta inversão brusca na concentração dos portadores é possível se modular um modo de propagação que atravesse uma estrutura como esta. Uma outra maneira de se atingir a acumulação é utilizando uma estrutura chamada de SISCAP [34–36] em que o metal é substituído por uma deposição de poli-silício sobre o silício cristalino, conforme a Figura 3.2. Dopam-se as duas camadas de silício com portadores diferentes e na interface entre eles se deposita um óxido de forma a se formar uma barreira. O funcionamento é similar ao descrito anteriormente, mas se facilita a formação do guia de onda pela ausência de metais próximos à região de interesse. Este tipo de estrutura demanda, no entanto, um processo de fabricação que foge ao que é usualmente oferecido nas rodadas de fabricação MPW.

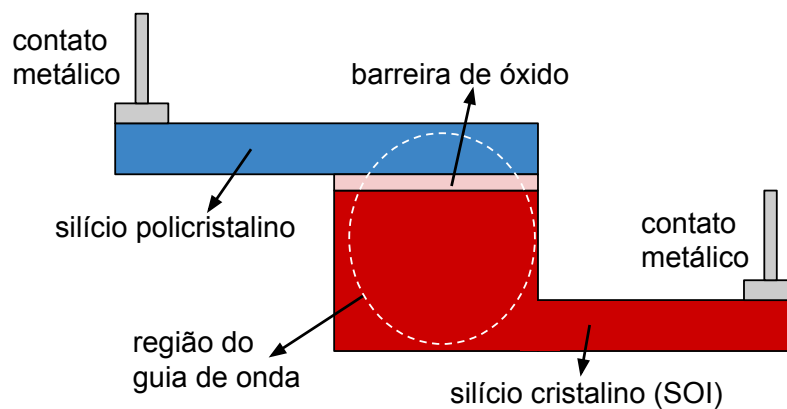


Figura 3.2: Geometria de um deslocador de fase SISCAP.

A injeção e depleção de portadores são obtidas quando o guia de onda é sobreposto a um diodo, seja ele PN ou PIN. Cada uma das maneiras de se manipular os portadores é alcançada simplesmente se alterando o modo de polarização do diodo, apesar de estruturas PN em geral serem mais interessantes para a depleção e estruturas PIN mais utilizadas para a injeção. Uma estrutura de diodo PIN sobreposto a um guia de onda fotônico em que se utiliza a injeção de portadores é ilustrada pela Figura 3.3a. Neste caso os portadores são inseridos na região intrínseca, onde a luz é guiada. Para o caso da depleção de portadores, a Figura 3.3b ilustra um diodo PN de junção horizontal em que são utilizados dois níveis distintos de dopantes. É possível também a fabricação de junções verticais bastante eficientes [37, 38], apesar destas apresentarem fabricações mais complexas.

Na injeção, um potencial positivo é aplicado sobre a região P e um potencial negativo sobre a região N. No caso de um diodo PN, o potencial aplicado pode ser o suficiente para que a região de depleção se torne fina o suficiente para que elétrons da região N sejam injetados na região P e vice-versa. Uma vez que os portadores são injetados na

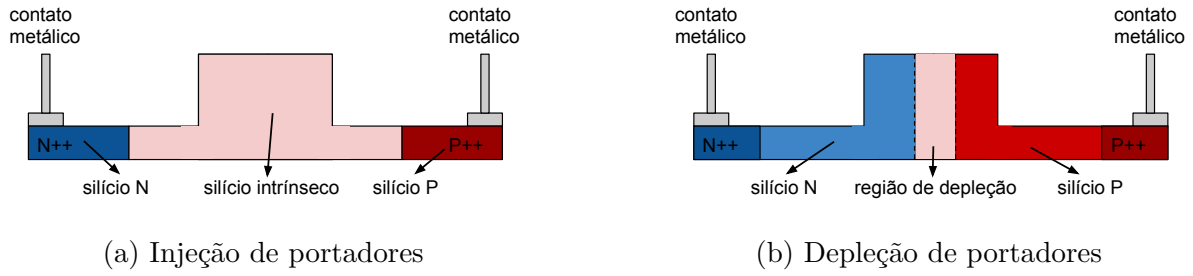


Figura 3.3: Estruturas de moduladores ópticos em fotônica de silício

região em que são minoritários, eles fluem pelo material por uma distância média chamada de *comprimento de difusão*, uma vez que a recombinação é energeticamente favorecida [39]. O fenômeno da difusão dos portadores é representado circuitalmente com uma capacitância C_{dif} , que será responsável pela baixa largura de banda do dispositivo, conforme será visto. A injeção de portadores pode ser considerada como uma forma eficiente de modulação, com valores de $V_\pi L_\pi$ demonstrados menores que 0,5 V cm [40–42].

O circuito equivalente de um diodo operando em polarização direta pode ser visto na Figura 3.4a. R_{Si} é a resistência que representa o contato elétrico até a borda da região de depleção, C_{pn} é a capacitância da região de depleção e G_d a condutância.

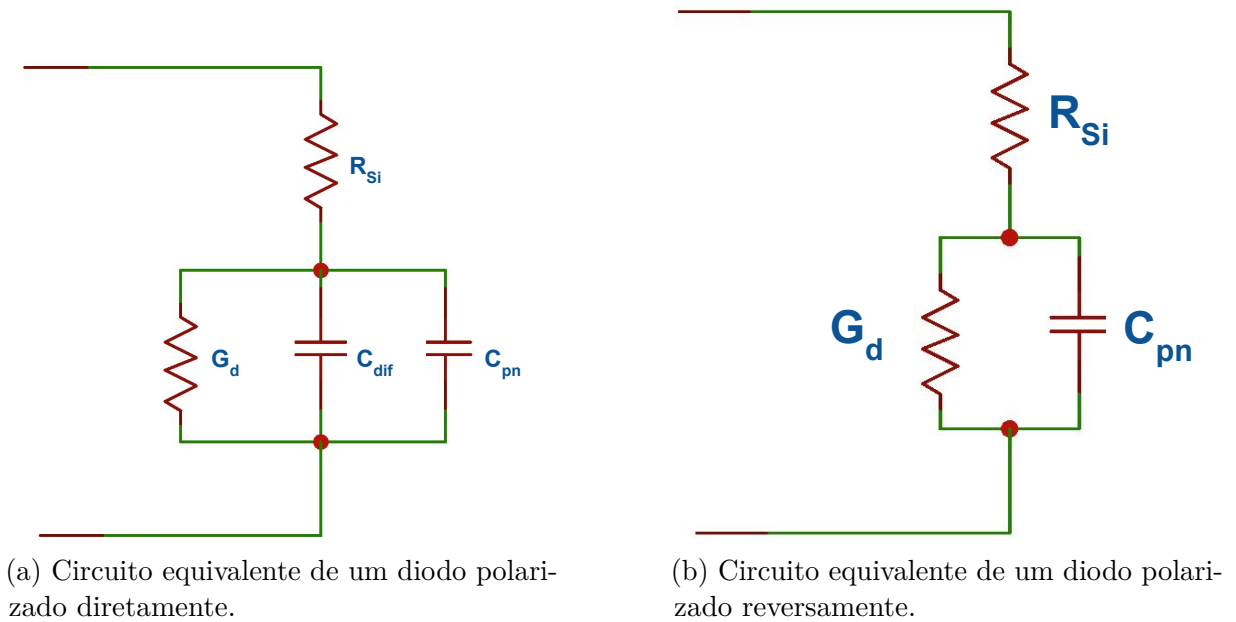


Figura 3.4: Circuitos equivalentes de diodos PN.

Na depleção de portadores uma tensão reversa ao potencial intrínseco é aplicada sobre diodo. Não ocorre difusão neste caso, e portanto, desconsidera-se a presença de C_{dif} no circuito equivalente, conforme 3.4b. O campo elétrico aplicado sobre a junção depleta os portadores majoritários em suas proximidades. A região depletada se alarga ou se retrai em função da tensão aplicada sobre o diodo. A modulação neste caso é muito mais fraca quando comparada ao efeito causado pela injeção de portadores, uma vez que a variação

de índice de refração se dá pela pequena perturbação na concentração de portadores nas bordas da região de depleção.

A largura da região de depleção pode ser calculada de maneira aproximada como:

$$W_{dep} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}(\Delta N + \Delta P)(V_{bi} - V)}{q\Delta N\Delta P}} \quad (3.8)$$

em que ϵ_0 é a permissividade do vácuo e ϵ_{Si} é a permissividade relativa do silício cristalino. V_{bi} é o potencial intrínseco da junção dado por:

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{\Delta N \Delta P}{n_i^2}$$

em que q é a carga elementar, k_B é a constante de Boltzmann, T é a temperatura, n_i é a concentração de portadores intrínseca a 300 K.

Já a capacitância da depleção, desconsiderando o frangeamento do campo elétrico [43] é dada por:

$$C_{pn} = \epsilon_0\epsilon_{Si} \frac{H}{W_{dep}} \quad (3.9)$$

em que H é a altura do capacitor, ou seja, a altura do guia de onda.

A largura de banda 3 dB de um diodo polarizado reversamente pode ser aproximada como

$$f_{3dB} \approx \frac{1}{2\pi R_{Si} C_{pn}} \quad (3.10)$$

Por permitir a construção de dispositivos com largura de banda mais elevada, a depleção de portadores foi escolhida como estrutura para a o projeto do modulador neste trabalho. Os efeitos de injeção e de acumulação não foram explorados e portanto não serão mais abordados.

3.5 Fluxo de simulação do deslocador de fase por depleção de portadores

A *founndry* escolhida para a fabricação possui um deslocador de fase por depleção de portadores em seu PDK já caracterizado em termos de banda eletro-óptica e eficiência de modulação disponível em [44]. Este modelo de deslocador de fase não possui uma geometria interessante para que sejam atingidas larguras de banda eletro-óptica da ordem de 40 GHz por possuir uma resistência de contato R_{con} muito elevada. Desta forma foi necessário realizar o projeto de um novo deslocador de fase diferente do disponibilizado.

A maneira mais completa e precisa de se simular a eficiência de um deslocador de fase por depleção de portadores envolve as etapas mostradas pelo diagrama da Figura 3.5 [45].

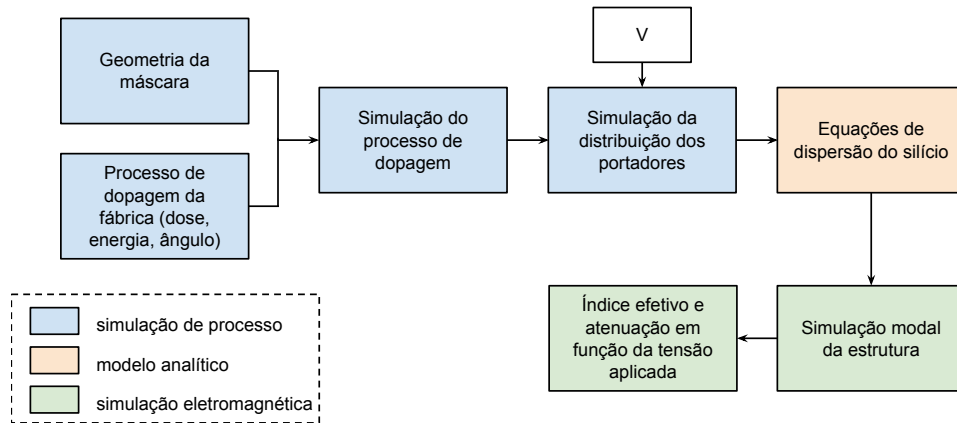


Figura 3.5: Simulação completa.

Neste caso a disposição dos portadores é calculada através de uma simulação numérica de processo de fabricação de dispositivos microeletrônicos. Os parâmetros de dopagem do utilizados pela fábrica são levados em conta para o cálculo da distribuição dos portadores sobre a geometria do guia de onda. As distribuições devem ser calculadas para diversas tensões de polarização do diodo. Utilizando as Equações 3.6 e 3.7, calcula-se a variação de índice de refração complexo para cada ponto da geometria. Depois calcula-se o modo de propagação da estrutura numericamente de forma a se obter o índice de refração efetivo para o modo de propagação. Este fluxo de simulação, apesar de preciso, em geral requer um grande esforço computacional por conta das dimensões pequenas que devem ser contempladas.

Uma maneira alternativa mais rápida de se realizar a mesma simulação com uma boa precisão é dada em como o diagrama da Figura 3.6 [45, 46].

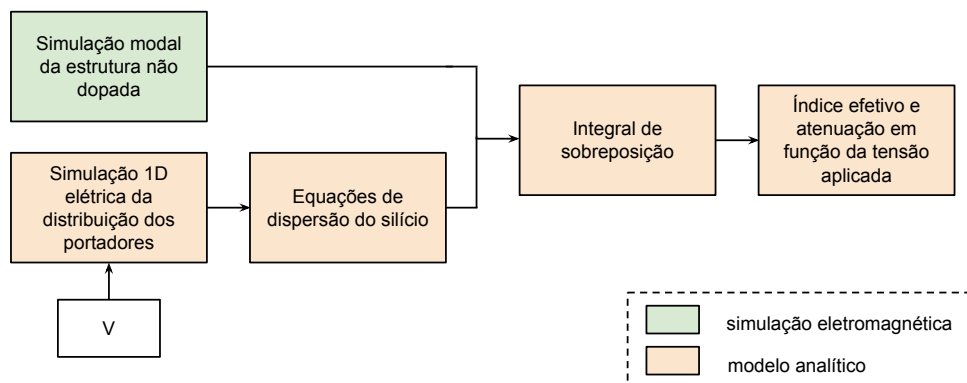


Figura 3.6: Simulação simplificada.

Para a sequência de procedimentos 3.6, é necessário calcular a distribuição de portadores em uma junção PN de uma dimensão. Neste caso considera-se somente um diodo polarizado reversamente. As concentrações de portadores ao longo de a largura do diodo, o eixo x , são dadas pelas equações 3.11 e 3.12. As distâncias x_{nrib} e x_{prib} são dadas

na Figura 3.7.

$$n(x, V) = \begin{cases} n_{p0} \left[1 + \left(1 - \frac{x_p - x}{x_p - x_{prib}} \right) e^{\left(\frac{qV}{k_B T} - 1 \right)} \right], & \text{para } x_{prib} < x < x_p \\ 0, & \text{para } x_p < x < x_n \\ \Delta N, & \text{para } x_{nrib} > x > x_n \end{cases} \quad (3.11)$$

$$p(x, V) = \begin{cases} \Delta P, & \text{para } x_{prib} < x < x_p \\ 0, & \text{para } x_p < x < x_n \\ p_{n0} \left[1 + \left(1 - \frac{x - x_n}{x_{nrib} - x_n} \right) e^{\left(\frac{qV}{k_B T} - 1 \right)} \right], & \text{para } x_{nrib} > x > x_n \end{cases} \quad (3.12)$$

onde

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{\Delta P} \quad (3.13)$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{\Delta N} \quad (3.14)$$

e as fronteiras da região de depleção x_n e x_p são dadas por

$$x_n = x_{offset} + \frac{W_{dep}}{1 + \frac{\Delta P}{\Delta N}} \quad (3.15)$$

$$x_p = x_{offset} - \frac{W_{dep}}{1 + \frac{\Delta N}{\Delta P}} \quad (3.16)$$

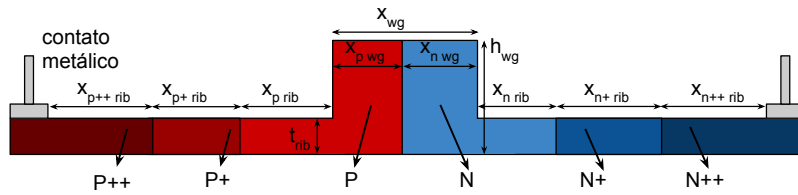


Figura 3.7: Seção Transversal da geometria e das máscaras de dopagem deslocador de fase de depleção.

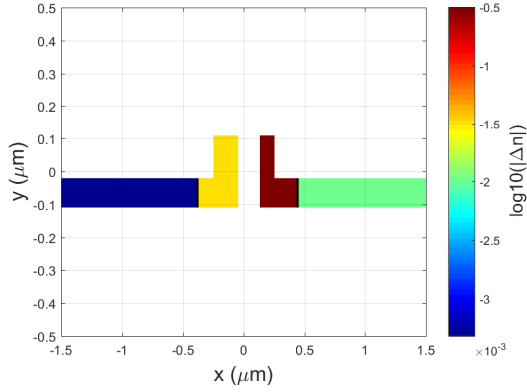
As concentrações de portadores nas regiões N++, N+, P+ e P++ são consideradas constantes.

Esta simplificação pode ser utilizada considerando-se as seguintes hipóteses [46]:

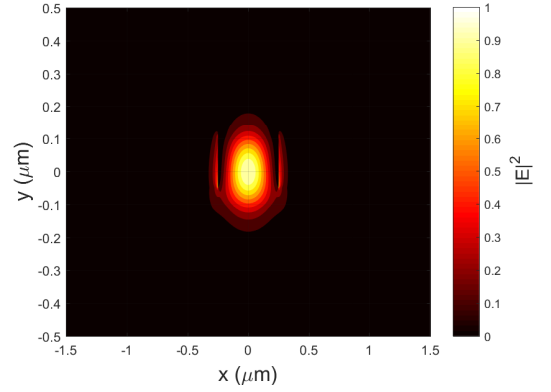
- A junção PN difundida é aproximada por um degrau, onde a concentração de portadores livres varia abruptamente de acordo com a fronteira definida pela máscara.
- A largura da junção PN é muito menor que o comprimento de difusão, de forma que a concentração dos portadores minoritários nas camadas P e N é considerada linear

entre a região de depleção e a as camadas P+ e N+, respectivamente.

De posse dos valores de concentração calculados em uma dimensão, a mudança de índice referente a cada ponto x é calculada utilizando as Equações 3.6 e 3.7. É obtido, então, um perfil 1D de variação de índice Δn . Uma matriz em duas dimensões é construída considerando-se a geometria da estrutura sendo simulada simplesmente replicando em y o valor calculado para o eixo x caso a coordenada (x, y) seja um ponto em que há silício. Considera-se $\Delta n = 0$ para as regiões de SiO_2 . A Figura 3.8a mostra essa distribuição espacial da variação de índice de refração. É possível observar que na região central do guia de onda a variação de índice é nula pois a região de depleção do diodo é considerada livre de portadores.



(a) Variação espacial da parte real do índice de refração n .



(b) Distribuição espacial do quadrado do módulo do campo elétrico $|E|^2$

Figura 3.8: Δn para uma tensão de -3V e $|E|^2$ no modulador OpSIS

Além do cálculo analítico das concentrações de portadores, é necessário se realizar uma simulação modal da seção transversal do guia de onda considerando o material do núcleo como silício intrínseco. Foi utilizado o *software* Lumerical MODE para a realização desta etapa. A distribuição do quadrado do módulo do campo elétrico $|E|^2$ pode ser vista na Figura 3.8b.

Por fim, realiza-se o cálculo da integral de sobreposição [45, 47] de forma a se obter as variações real e imaginária do índice efetivo para cada ponto de tensão em que a distribuição de portadores é calculada.

$$\Re\{\Delta n_{eff}\} = \frac{\iint \Delta n(x, y) |E(x, y)|^2 dx dy}{\iint |E(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.17)$$

$$\Im\{\Delta n_{eff}\} = \frac{\iint \Delta k(x, y) |E(x, y)|^2 dx dy}{\iint |E(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.18)$$

3.6 Simulação e caracterização do deslocador de fase fabricado no processo OpSIS

Como forma de validar os métodos de simulação utilizados, um deslocador de fase por depleção de portadores localizado em um MZM já fabricado foi simulado e caracterizado. Este dispositivo foi fabricado na fábrica IME A*STAR utilizando o processo OpSIS MPW, portanto, diferente do utilizado no dispositivo projetado neste trabalho. Para uma avaliação do método de simulação para a junção PN, no entanto, as diferenças nos processos não são importantes. Este modulador utilizado para a validação será chamado de **deslocador de fase OpSIS**.

3.6.1 Geometria simulada e resultados obtidos

A geometria do deslocador de fase OpSIS com o perfil de dopagem utilizado na máscara pode ser visto na Figura 3.7 em conjunto com as tabelas 3.1, 3.2 e 3.3. As concentrações de portadores em cada uma das camadas N++, N+, N, P, P+ e P++ foram retiradas de [14], que também utiliza o processo de fabricação OpSIS.

P (cm ⁻³)	N (cm ⁻³)	P+ (cm ⁻³)	N+ (cm ⁻³)	P++ (cm ⁻³)	N++ (cm ⁻³)
5×10^{17}	3×10^{17}	2×10^{18}	2×10^{18}	1×10^{20}	1×10^{20}

Tabela 3.1: Concentração de portadores das camadas no processo de fabricação OpSIS.

x_{n++rib}	x_{n+rib}	x_{nrib}	x_{nwg}	x_{pwg}	x_{prib}	x_{p+rib}	x_{p++rib}
9,3 μm	0,8 μm	0,15 μm	0,27 μm	0,23 μm	0,17 μm	0,78 μm	9,3 μm

Tabela 3.2: Disposição das máscaras de dopagem do deslocador de fase OpSIS.

Além da disposição das máscaras, as distâncias da geometria física da seção transversal do deslocador de fase são dadas na tabela 3.2.

x_{wg}	h_{wg}	t_{rib}
0,5 μm	0,22 μm	0,09 μm

Tabela 3.3: Parâmetros geométricos do deslocador de fase OpSIS.

Utilizando estes valores de concentração de portadores e as equações 3.11 e 3.12 foi determinada a concentração de elétrons e lacunas para cada camada e para cada tensão e cada posição x , como mostra a Figura 3.9.

Seguindo, então, o procedimento do diagrama 3.6, calcularam-se os campos elétrico e magnético do modo de propagação do guia de onda não-dopado e a variação de índice de refração no plano (x, y) , esta última para cada ponto de tensão. A variação do n_{eff} em função da tensão aplicada pode ser vista na Figura 3.10a.

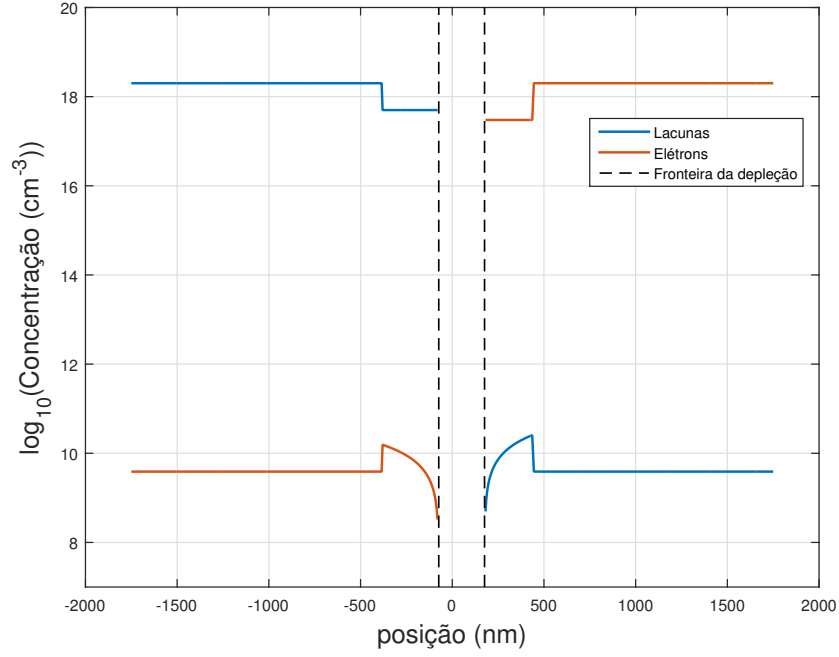


Figura 3.9: Distribuição de portadores calculada para uma tensão de polarização de -3 V no deslocador de fase OpSIS.

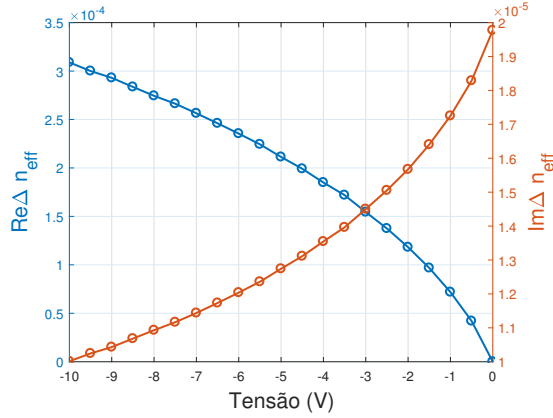
A partir da variação do índice efetivo é possível se determinar a eficiência de modulação desta estrutura 2D de maneira similar ao V_π de um MZM completo, com a diferença que se abstrai o comprimento do dispositivo. Desta forma, se obtém o $V_\pi L_\pi$ [36] e a atenuação por unidade de comprimento, conforme

$$V_\pi L_\pi = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{\Re\{\Delta n_{eff}\}}{\Delta V} \right)^{-1} \quad (3.19)$$

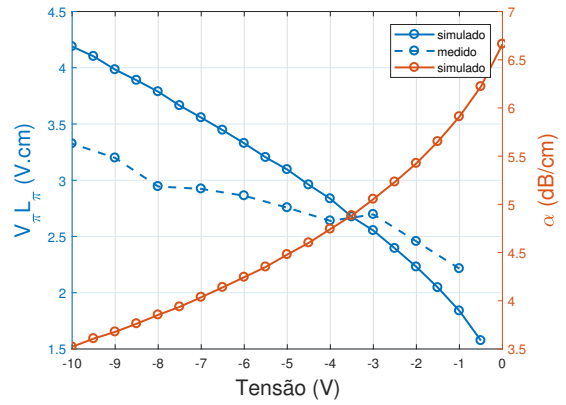
$$\alpha = \frac{4\pi \Im\{\Delta n_{eff}\}}{\lambda_0} \quad (3.20)$$

3.6.2 Caracterização experimental

Para se medir a eficiência de modulação e perda de um deslocador de fase é comum se utilizar uma estrutura de MZM desbalanceado, isto é, quando os comprimentos de cada um dos braços não é igual. Aplica-se uma tensão sobre um braço somente e se mede a transmissão ao longo de uma banda de comprimento de onda de interesse. Com uma escolha adequada da diferença de comprimentos, obtém-se uma transmissão com uma faixa espectral livre (FSR, *free spectral range*). Como uma tensão aplicada sobre o diodo modifica ligeiramente o n_{eff} , para cada valor de tensão aplicada o comprimento efetivo do braço do MZM é modificado. Desta forma ocorre um deslocamento da FSR em comprimento de onda, como mostra a Figura 3.11b. A eficiência de modulação daquele braço do MZM pode ser, então, calculada a partir desse deslocamento em função da tensão aplicada.

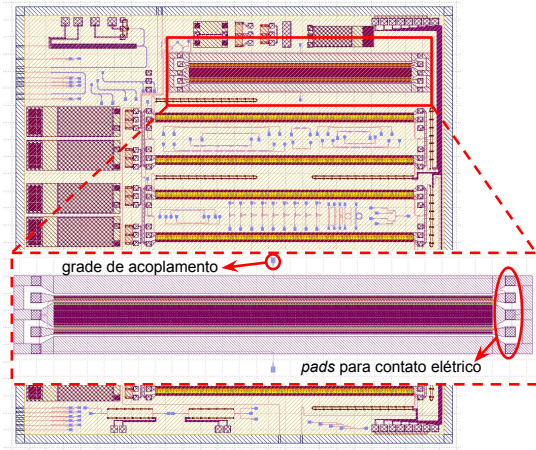


(a) Variação da parte real e imaginária do n_{eff} .

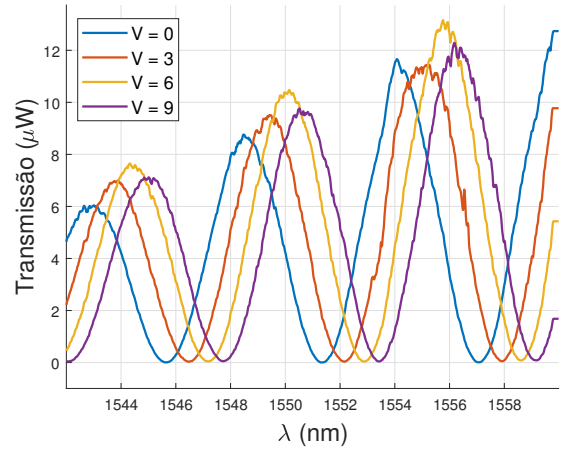


(b) $V_{\pi}L_{\pi}$ e α em função da tensão.

Figura 3.10: Variação do índice de refração, da eficiência de modulação e da atenuação em função de V .



(a) Layout do *chip*.

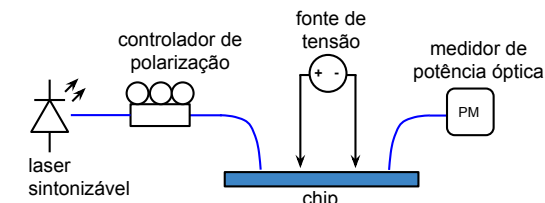


(b) Transmissão do modulador em função de λ .

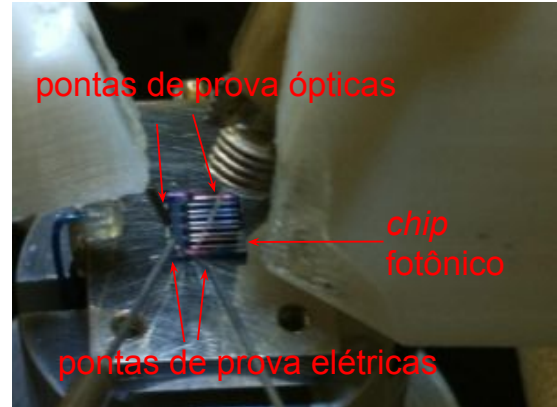
Figura 3.11: *Layout* do modulador caracterizado e dado experimental obtido.

Para a caracterização do modulador foi utilizada uma bancada com posicionadores manuais para realizar o alinhamento das fibras ópticas com as grades de acoplamento. Pontas de prova foram utilizadas para se aplicar uma tensão sobre os diodos do modulador.

A localização do dispositivo no *layout* do *chip* pode ser vista na Figura 3.11a. O esquemático do *setup* de caracterização pode ser visto na Figura 3.12a. Foi utilizado um laser sintonizável como fonte de luz, um controlador de polarização manual para o alinhamento de polarização com a grade de acoplamento, *probes* ópticas para a inserção e captação da luz no *chip* e um fotodetector para medição da potência óptica.



(a) Esquemático do *setup* de caracterização.



(b) Foto do *setup* de caracterização. Fibras e pontas de prova elétricas podem ser vistas.

Figura 3.12: *Setup* experimental para caracterização do modulador.

Acoplamento de luz no *chip* fotônico de silício

A inserção e extração de luz em dispositivos é um ponto sensível da fotônica de silício. A plataforma padrão SOI utilizada nas rodadas de fabricação MPW possui guias de onda com alturas de 220 nm e larguras da ordem de 500 nm. Há, portanto, um grande descasamento com o tamanho do modo guiado por uma fibra óptica monomodo padrão, que possui o núcleo com diâmetro na ordem de 10 μm [48, 49]. Há basicamente duas maneiras de se realizar o acoplamento entre a luz guiada pela fibra óptica e a luz guiada pelo guia de onda no *chip* de silício [50]: através de acopladores posicionados nas laterais do *chip* e através de acopladores verticais fabricados utilizando grades de difração.

A caracterização do *chip* OpSIS foi realizada através de grades de acoplamento vertical, conforme mostra a Figura 3.12b, na qual as fibras ópticas podem ser vistas posicionadas sobre a superfície do *chip*.

Já os acopladores laterais são dispositivos capazes de expandir o modo de propagação do guia de onda silício de forma que é possível se realizar um acoplamento eficiente *chip*-fibra. A fibra óptica utilizada deve possuir uma microlente em sua ponta capaz de focalizar a luz no acoplador lateral, como é possível ver na Figura 3.13 na fibra mais à direita.

À esquerda, vê-se uma outra fibra posicionada verticalmente sobre o *chip*. Neste caso, o acoplamento fibra-guia de onda é feito através de uma grade de acoplamento [50, 51]. A fábrica também forneceu em sua biblioteca de componentes grades de acoplamento para os modos transversal elétrico (TE) e transversal magnético (TM).

Quando comparados às grades de acoplamento, os acopladores laterais apresentam perdas menores, maior faixa de operação em comprimento de onda e menor sensibilidade à polarização. O inconveniente deste tipo de acoplador é que a tolerância ao desalinhamento é bem menor quando comparado às grades. Além disso, seu posicionamento no *chip* é limitado às bordas, enquanto as grades podem ser posicionadas virtualmente em qualquer



Figura 3.13: Foto do acoplamento lateral de um *chip* e uma fibra com microlente.

região.

Para o dispositivo final deste trabalho escolheu-se utilizar os acopladores laterais para o acoplamento da luz no modulador e grades de acoplamento para os diversos dispositivos de teste incluídos no *layout*.

Resultados e discussão

A Figura 3.11b mostra o resultado experimental da transmissão do MZM ao longo do comprimento de onda para diversas tensões aplicadas sobre os diodos. É possível observar o deslocamento dos mínimos e máximos de transmissão a medida que se varia a tensão aplicada. A equação 3.21 é utilizada para se encontrar a eficiência de modulação do deslocador de fase do modulador independente do seu comprimento. Para se encontrar a eficiência de modulação (V_π) de um modulador com um certo comprimento L basta dividir seu $V_\pi L_\pi$ por este valor.

$$V_\pi L_\pi(V) = \frac{FSR}{2} \left(\frac{V - V_0}{\lambda_{min} - \lambda_{min0}} \right) L \quad (3.21)$$

onde FSR é a diferença em comprimento de onda de dois mínimos sucessivos no espectro transmissão, V é a tensão aplicada sobre o braço do modulador, V_0 é a tensão de referência, usualmente zero, λ_{min} é o valor em comprimento de onda de um ponto de mínimo na curva de transmissão e λ_{min0} é este valor de mínimo quando a tensão aplicada é V_0 . O valor obtido para $V_\pi L_\pi$ pode ser visto na Figura 3.10b, onde há uma discrepância com o valor esperado analiticamente. Este tipo de variação pode ser causado por erros no alinhamento das máscaras e medidas em uma quantidade maior de *chips* indicariam melhor a validade do modelo utilizado. Em [10] também foi observada uma discrepância entre o

valor simulado e o efetivamente medido, indicando que os valores de dopagem considerados talvez não condigam com os reais.

3.7 Projeto do deslocador de fase no processo IMEC

Para o projeto do deslocador de fase que será utilizado neste trabalho buscou-se reduzir ao máximo a resistência de contato R_{Si} reduzindo-se a dimensão das seções x_{nrib} e x_{prib} , aproximando as regiões mais dopadas x_{n+rib} e x_{p+rib} do núcleo uma vez que a resistência dessas camadas é muito menor. Em contrapartida, a atenuação óptica se eleva à medida que se aproximam do núcleo do guia de onda regiões com concentração de portadores maiores. R_{Si} é calculado de acordo com:

$$R_{Si} = \sum_i R_{dop}^i W_{dop}^i \quad (3.22)$$

em que R_{dop}^i e W_{dop}^i são respectivamente a resistência de folha e a largura da i -ésima camada de dopagem na estrutura do diodo.

Foram considerados os valores de resistência de folha fornecidos pelo PDK da fábrica para a otimização de R_{Si} . A geometria do guia de onda é ligeiramente diferente uma vez que as vias para contato metálico no IMEC descem sobre uma camada não corroída de silício. Neste caso deve-se tomar mais cuidado com a distância da região altamente dopada com o guia de onda para se evitar perdas de propagação excessivas. Os parâmetros geométricos do guia de onda são basicamente os mesmos do deslocador de fase OpSIS, com uma diferença somente na altura da região corroída. Esses valores estão listados na tabela 3.4.

x_{wg}	h_{wg}	t_{rib}
0,5 μm	0,22 μm	0,06 μm

Tabela 3.4: Parâmetros geométricos do modulador projetado no IMEC.

As concentrações de portadores para cada camada não são fornecidas pelo PDK da fábrica. Foram considerados os valores utilizados na fabricação do modulador OpSIS, mesmo que seja improvável que os valores coincidam. Dados fornecidos na biblioteca de componentes da fábrica indicam valores de P e N na faixa de $3 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ a $5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$. Para um refinamento do processo de simulação, foram incluídas estruturas de teste no *layout* como as da Figura 3.14 com o objetivo de tentar se estimar com maior precisão os valores de dopagem. É importante ressaltar, portanto, que os valores medidos podem variar consideravelmente com relação aos valores simulados.

As Figuras 3.15a e 3.15b mostram a relação de compromisso existente a resistência de contato e a perda de propagação. É evidente que as larguras de x_{nrib} e x_{prib} não afetam

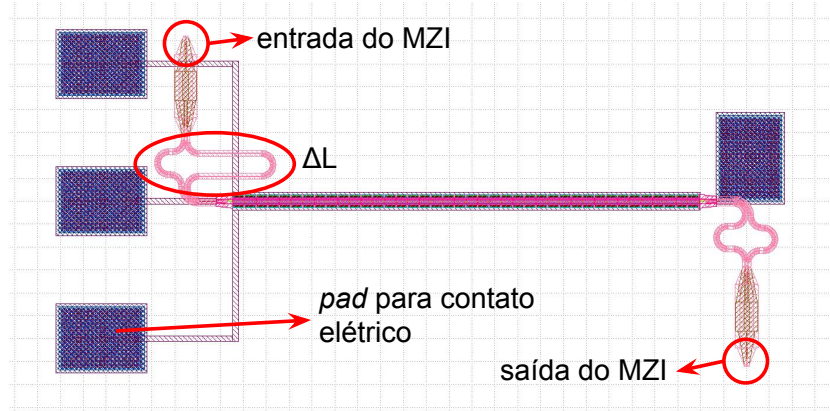


Figura 3.14: Estrutura de teste para medida da eficiência de modulação.

a atenuação em mais que 1 dB, tornando possível uma redução considerável da resistência de contato.

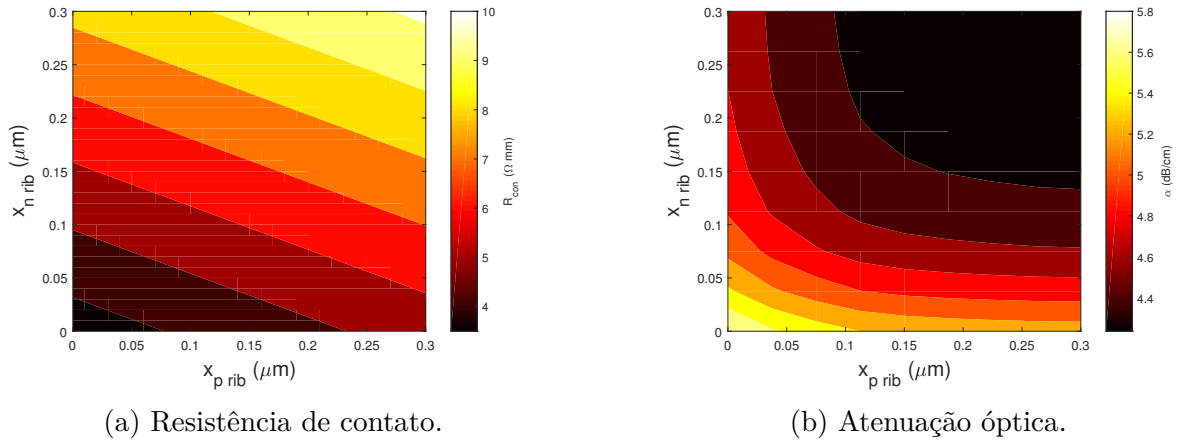


Figura 3.15: R_{Si} e α em função das larguras x_{nrib} e x_{prib} para uma tensão de $-2V$.

Foi realizada uma varredura também do posicionamento da junção PN. É possível se otimizar a eficiência de modulação ao se deslocar a região em que ocorre a transição da região P para N nas máscaras de dopagem. Isso se deve ao fato de que os elétrons e lacunas possuem coeficientes de mudança de índice diferentes e atenuação, como mostram as equações 3.6 e 3.7. As Figuras 3.16a e 3.16b mostram que a eficiência de modulação é maior com um pequeno deslocamento do posicionamento da junção em direção à região N, onde o valor 0 nm representa uma disposição de máscaras em que metade do guia é silício do tipo P e a outra metade silício do tipo N. A atenuação, em contrapartida, se torna um pouco maior com este mesmo deslocamento. Foi escolhido um deslocamento de 40 nm em direção à região N para se maximizar a eficiência de modulação.

A tabela 3.5 mostra os valores escolhidos valores para a seção transversal da geometria e a Figura 3.17 os resultados obtidos para a eficiência de modulação e atenuação esperadas para o deslocador de fase a ser fabricado.

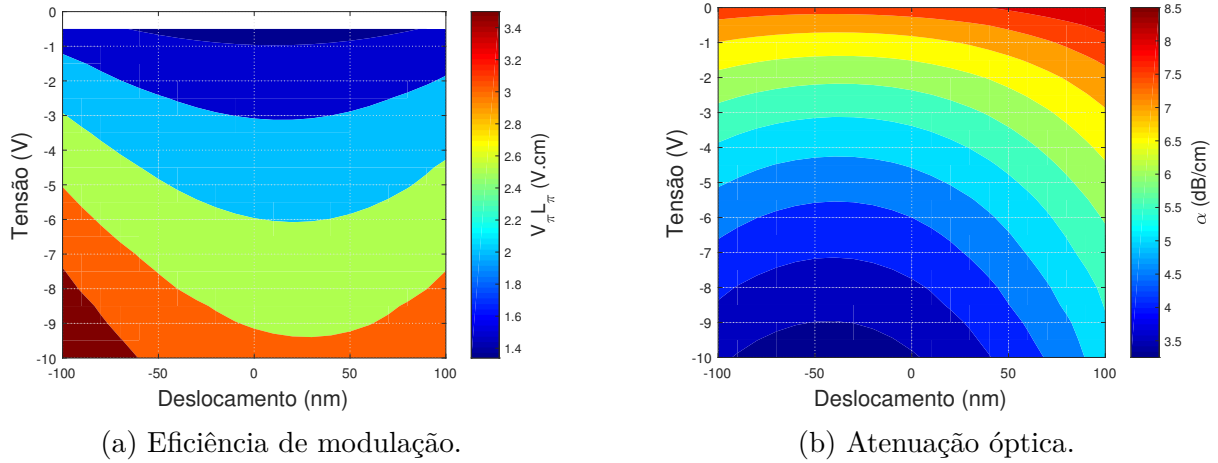


Figura 3.16: $V_\pi L_\pi$ e α em função da posição da junção PN e da tensão aplicada.

x_{p++rib}	x_{p+rib}	x_{prib}	$x_{p wg}$	$x_{n wg}$	x_{nrib}	x_{n+rib}	x_{n++rib}
0,4 μm	0,55 μm	0,05 μm	0,29 μm	0,21 μm	0,05 μm	0,55 μm	0,4 μm

Tabela 3.5: Disposição das máscaras de dopagem do Modulador IMEC.

3.8 Conclusão

Neste capítulo foi apresentado o projeto do deslocador de fase do MZM proposto neste trabalho. Para tanto, primeiro se discutiu o efeito de variação de índice de refração no silício em função das concentrações de portadores livres neste. Em seguida foram apresentadas as estruturas de guia de onda sobrepostas a diodos capazes de aproveitar o efeito de dispersão por plasma para a construção de MZMs. Foi apresentado, também, um método de simulação simplificado para o deslocador de fase por depleção de portadores. Este método foi validado ao se comparar os valores de eficiência de modulação analíticos com o valor caracterizado experimentalmente de um dispositivo fabricado. Por fim, apresentou-se o projeto de um deslocador de fase para ser utilizado no MZM proposto por este trabalho. De posse da estrutura deslocadora de fase, a próxima etapa para a conclusão do projeto de um MZM é o *design* dos eletrodos de RF que serão responsáveis por levar o sinal elétrico à região de depleção da junção PN.

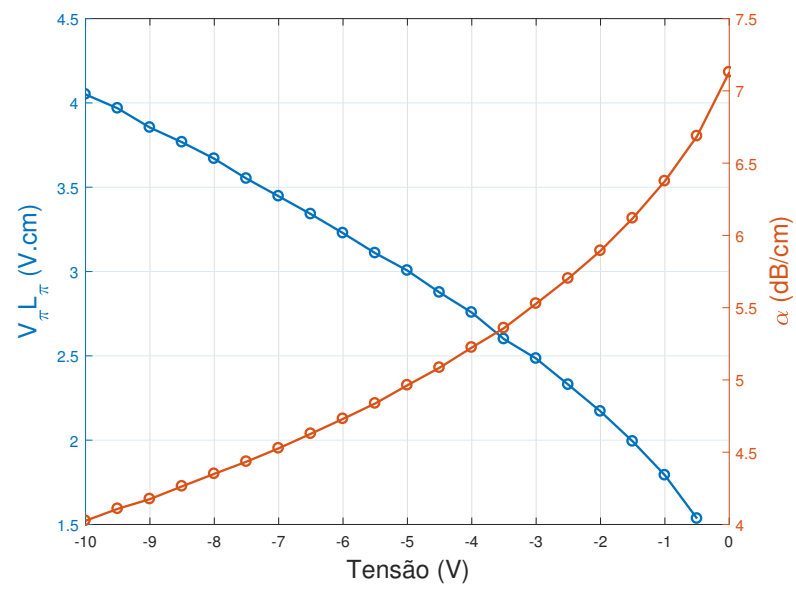


Figura 3.17: Eficiência de modulação e atenuação simuladas para o deslocador de fase.

Capítulo 4

Projeto da Linha de Transmissão

4.1 Introdução

Linhas de transmissão são estruturas utilizadas para se conduzir um sinal eletromagnético através de um caminho específico. Para a construção de um modulador óptico, é necessário que o sinal elétrico modulante seja apropriadamente conduzido até a região eletro-óptica do dispositivo. Quando se opera em altas frequências, o projeto adequado de radio-frequência se torna fundamental para um bom desempenho do modulador. Neste projeto, a estrutura escolhida para o modulador foi a TWMZM por conta da baixa eficiência de modulação do silício. Foi escolhida, também, uma geometria de linha de transmissão não-convencional para se otimizar o casamento das velocidades de propagação do sinal elétrico e óptico.

As seção 4.2 apresenta o embasamento teórico dos modos transversos elétrico e magnético (TEM) e a descrição de linhas de transmissão por meio de parâmetros distribuídos e matrizes de espalhamento. A próxima seção, 4.3, apresenta as linhas de transmissão de fita coplanar (CPS, *coplanar strip*) e guia de onda coplanar (CPW, *coplanar waveguide*), utilizadas na tecnologia da fotônica em silício. São apresentados seus modelamentos analíticos e a simulação numérica realizada utilizando o *software* COMSOL. A seção 4.4 descreve o método analítico de carregamento da linha de transmissão com os diodos que compõem o deslocador de fase do MZM. Depois, a seção 4.5 descreve como chegar à performance elétrica da linha de transmissão completa e a seção 4.6 apresenta os cálculos para se obter analiticamente a largura de banda eletro-óptica do modulador. De maneira similar ao capítulo anterior, são apresentadas na seção 4.7 a simulação e caracterização de um modulador já fabricado como forma de se validar o fluxo de simulação empregado. Por fim, a seção 4.8 apresenta o projeto da linha de transmissão otimizada para o MZM proposto nesta dissertação.

4.2 Teoria de linhas de transmissão

4.2.1 Equações de Maxwell

Quando se analisa um de circuito elétrico muito pequeno comparado ao comprimento de onda elétrico, utiliza-se a teoria circuital convencional, através das Leis de Kirchoff, análise de elementos concentrados, impedâncias equivalentes, dentre outras suposições. A teoria de linha de transmissão é aplicada em casos em que a dimensão física deste circuito elétrico já não pode mais ser desprezada frente ao comprimento de onda. Neste caso, as tensões e correntes variam em magnitude e fase ao longo do comprimento através de uma rede de parâmetros distribuídos [52].

Guias de onda são estruturas utilizadas para se transferir potência eletromagnética de um ponto a outro no espaço. Exemplos de guias de onda são cabos coaxiais, pares trançados, linhas de microfitas, cabos de transmissão de energia, fibras ópticas. A escolha da estrutura a ser utilizada em um determinado problema geralmente está relacionada a uma das seguintes restrições: faixa de frequência de operação, quantidade de potência transferida, quantidade de perdas tolerada e, finalmente, o custo [53].

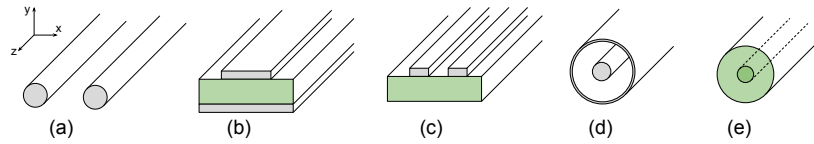


Figura 4.1: Exemplos de linhas de transmissão. (a) Par de fios, (b) linha de microfita, (c) linha CPS, (d) cabo coaxial e (e) guia dielétrico

Considerando um guia de onda definido ao longo da direção $\hat{\mathbf{z}}$ do plano cartesiano, buscam-se soluções para as equações de Maxwell em que os campos elétrico e magnético se propagam nesta direção como $\mathbf{E}(x, y)e^{-j\beta z}$ e $\mathbf{H}(x, y)e^{-j\beta z}$. Considera-se, também, que os campos estão confinados nas proximidades do guia de onda, isto é, devem ser nulos no infinito.

Por conta da direção de propagação escolhida, é interessante separar as componentes dos campos que são ortogonais à propagação das que são paralelas a ela. No plano cartesiano com propagação na direção $\hat{\mathbf{z}}$, pode-se reescrever o campo elétrico como:

$$\mathbf{E}(x, y) = \hat{\mathbf{x}} E_x(x, y) + \hat{\mathbf{y}} E_y(x, y) + \hat{\mathbf{z}} E_z(x, y) \equiv \mathbf{E}_T(x, y) + \hat{\mathbf{z}} E_z(x, y) \quad (4.1)$$

Da mesma maneira, define-se o operador gradiente ∇_T transversal como:

$$\nabla = \hat{\mathbf{x}} \partial_x + \hat{\mathbf{y}} \partial_y + \hat{\mathbf{z}} \partial_z = \nabla_T + \hat{\mathbf{z}} \partial_z \quad (4.2)$$

É possível se reescrever as equações de Maxwell em meios homogêneos, isotrópicos

e livre de fontes utilizando estas definições:

$$\begin{aligned}
\nabla_T E_z \times \hat{\mathbf{z}} - j\beta \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T &= -j\omega\mu \mathbf{H}_T \\
\nabla_T H_z \times \hat{\mathbf{z}} - j\beta \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{H}_T &= j\omega\epsilon \mathbf{E}_T \\
\nabla_T \times \mathbf{E}_T + j\omega\mu \hat{\mathbf{z}} H_z &= 0 \\
\nabla_T \times \mathbf{H}_T - j\omega\epsilon \hat{\mathbf{z}} E_z &= 0 \\
\nabla_T \cdot \mathbf{E}_T - j\beta E_z &= 0 \\
\nabla_T \cdot \mathbf{H}_T - j\beta H_z &= 0
\end{aligned} \tag{4.3}$$

Em geral classificam-se as soluções para as equações de Maxwell em função da nulidade das componentes longitudinais dos campos, E_z e H_z , como mostra a tabela 4.1:

E_z	H_z	denominação
×	×	modos TEM
×	✓	modos TE ou H
✓	×	modos TM ou E
✓	✓	modos híbridos, HE ou EH

Tabela 4.1: Denominação dos modos de propagação em guias de onda.

Modos TEM são dominantes em linhas de transmissão com dois condutores [53]. Sua solução é simplificada para um problema eletrostático equivalente bidimensional como será visto adiante.

Nos demais casos, ao menos uma das componentes longitudinais não é nula. Nestes casos, é conveniente escrever os campos transversos \mathbf{E}_T e \mathbf{H}_T em função dos termos longitudinais. Esta abordagem é utilizada na descrição dos modos propagantes em guias de onda dielétricos, como os utilizados pelo circuito fotônico do modulador.

4.2.2 Modos TEM

Voltando à tabela 4.1, temos que os modos TEM são aqueles em que as componentes longitudinais dos campos, isto é, E_z e H_z são nulas. Desta forma, as equações 4.3 são simplificadas.

$$\begin{aligned}
\mathbf{H}_T &= \frac{\beta}{\omega\mu} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T \\
\nabla_T \times \mathbf{E}_T &= 0 \\
\nabla_T \cdot \mathbf{E}_T &= 0
\end{aligned} \tag{4.4}$$

O rotacional transversal de \mathbf{E}_T ser nulo implica que este campo pode ser descrito

pelo gradiente de um potencial eletrostático escalar Φ . Assim, obtém-se a seguinte equação de Laplace para o campo \mathbf{E}_T .

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_T &= -\nabla_T \Phi \\ \nabla_T^2 \Phi &= 0\end{aligned}\tag{4.5}$$

Em problemas eletrostáticos, as linhas de campo elétrico sempre vão de condutores carregados positivamente a condutores carregados negativamente. Por isso, modos TEM só podem ser suportados por guias de onda com pelo menos dois condutores. Neste caso, os condutores são equipotenciais da solução eletrostática uma vez que os campos são conservativos. Isso significa que quando integra-se \mathbf{E} de um ponto A qualquer sobre o condutor 1 a um ponto B sobre o condutor 2, a tensão resultante independe do caminho escolhido.

As linhas de campo elétrico começam perpendicularmente em um ponto A do condutor 1 e terminam perpendicularmente em um ponto B do condutor 2. Já o campo magnético é perpendicular ao campo elétrico de acordo com 4.4. Desta forma, elas se fecham em torno dos condutores 1 e 2. Pela lei de Ampère, as correntes I e $-I$ que atravessam os condutores são definidas pela integral de linha do campo magnético em torno de cada condutor. Seus módulos são iguais e seu fluxo é oposto ao longo do eixo z .

Uma vez que resolvido o potencial eletrostático Φ , definem-se tensões entre os condutores e correntes que os atravessam como:

$$\begin{aligned}V &= \Phi_A - \Phi_B = -\int_B^A \mathbf{E} \cdot d\ell \\ I &= \oint_L \mathbf{H} \cdot d\ell\end{aligned}\tag{4.6}$$

É interessante também se definir a tensão e corrente como função da posição z e do tempo t . A tensão e corrente propagantes na direção positiva $\hat{\mathbf{z}}$, nesses termos, são descritas simplesmente por:

$$\begin{aligned}V(z, t) &= V e^{j(\omega t - \beta z)} \\ I(z, t) &= I e^{j(\omega t - \beta z)} \\ Z_0 &= \frac{V}{I}\end{aligned}\tag{4.7}$$

Na equação 4.7, a razão entre $V(z, t)$ e $I(z, t)$ é chamada de impedância característica da linha. Seu valor constante independente do tempo ou posição observada. É importante notar que, apesar de constante, Z_0 não é necessariamente um número real,

uma vez que V e I podem tomar valores complexos. Para linhas sem perdas, no entanto, esse valor será real conforme será visto adiante.

4.2.3 Circuitos de parâmetros distribuídos

Uma maneira clássica de se esquematizar linhas de transmissão é através do circuito de parâmetros distribuídos.

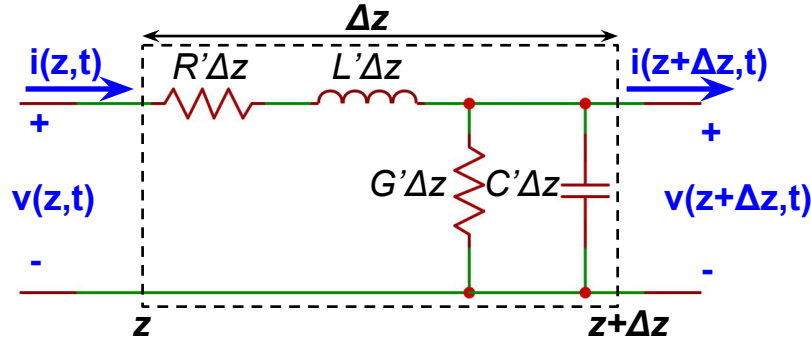


Figura 4.2: Esquemático de circuito de parâmetros distribuídos de linha de transmissão.

Na figura 4.2, R' é a resistência série por unidade de comprimento, L' é a indutância série por unidade de comprimento, G' é a condutância em paralelo por unidade de comprimento e C' é a capacitância em paralelo por unidade de comprimento. R' representa a perda resistiva dos condutores quando a condutividade é finita, L' representa a auto-indutância entre os dois condutores da linha, G' representa a perda do dielétrico entre os condutores e C' representa a capacitância entre os condutores.

Utilizando as Leis de Kirchhoff, a tensão e corrente do circuito podem ser escritas como:

$$v(z, t) - R'\Delta z i(z, t) - L'\Delta z \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} - v(z + \Delta z, t) = 0 \quad (4.8)$$

$$i(z, t) - G'\Delta z v(z, t) - C'\Delta z \frac{\partial v(z + \Delta z, t)}{\partial t} - i(z + \Delta z, t) = 0 \quad (4.9)$$

Dividindo 4.8 e 4.9 por Δz e tomando o limite $\Delta z \rightarrow \infty$ em ambas equações, chega-se às equações do telegrafista:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v(z, t)}{\partial z} &= -R' i(z, t) - L' \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \\ \frac{\partial i(z, t)}{\partial z} &= -G' v(z, t) - C' \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Considerando a condição em regime em que correntes e tensões são sinais senoidais, pode-se reescrever as equações em notação fasorial:

$$\begin{aligned}\frac{dV(z)}{dz} &= -(R' + j\omega L')I(z) \\ \frac{dI(z)}{dz} &= -(G' + j\omega C')V(z)\end{aligned}\quad (4.11)$$

As equações podem ser transformadas em equações diferenciais de segunda ordem e resolvidas simultaneamente para $V(z)$ e $I(z)$ [52]:

$$\begin{aligned}\frac{d^2V(z)}{dz^2} &= -\gamma^2 V(z) \\ \frac{d^2I(z)}{dz^2} &= -\gamma^2 I(z) \\ \gamma &= \alpha + j\beta = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')}\end{aligned}\quad (4.12)$$

onde γ é a constante de propagação da linha de transmissão. α é chamada de constante de atenuação e β de constante de fase.

O comprimento de onda guiado e a velocidade de fase da linha de transmissão são obtidos conforme:

$$\begin{aligned}\lambda_g &= \frac{2\pi}{\beta} \\ v_p &= \lambda_g f\end{aligned}\quad (4.13)$$

Essas grandezas serão importantes quando for feita a análise do casamento das velocidades de fase óptica e elétrica.

A solução para as equações 4.12 é dada através da somatória de tensões e correntes que se propagam em direções opostas, conforme:

$$\begin{aligned}V(z) &= V_+ e^{-\gamma z} + V_- e^{\gamma z} \\ I(z) &= I_+ e^{-\gamma z} + I_- e^{\gamma z} = \frac{1}{Z_0} (V_+ e^{-\gamma z} - V_- e^{\gamma z})\end{aligned}\quad (4.14)$$

onde V_+ representa a onda propagante na direção positiva do eixo z e V_- a onda contra-propagante, na direção negativa do eixo z .

É interessante notar a correspondência do resultado obtido anteriormente nas equações 4.7, em que se obteve a tensão e corrente da onda propagante na direção positiva do eixo z .

A partir das equações 4.14, o conceito da impedância de onda pode ser desenvolvido. A impedância de onda em uma linha de transmissão é simplesmente a relação

entre a tensão e a corrente em uma dada coordenada z . Conjuntamente com este conceito, define-se o coeficiente de reflexão Γ como a relação entre as tensões V_+ e V_- [53].

$$\begin{aligned} Z(z) &= \frac{V(z)}{I(z)} = Z_0 \frac{1 + \Gamma(z)}{1 - \Gamma(z)} \\ \Gamma(z) &= \frac{V_-}{V_+} = \frac{Z(z) - Z_0}{Z(z) + Z_0} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Na seção 4.2.3, definimos a impedância característica Z_0 como uma relação invariante no tempo e na posição entre a tensão e corrente para uma dada onda propagante. Agora, a definição da impedância de onda parece ir ao contrário desta primeira. O que deve ser levado em conta em cada definição é que, agora, assume-se que existem duas ondas propagantes na linha em direções contrárias. No caso em que há somente propagação na direção positiva, a impedância de onda $Z(z) = Z_0$.

As impedâncias de onda e coeficientes de reflexão de dois pontos distintos ao longo do eixo z , z_1 e z_2 , separados por uma distância $l = z_2 - z_1$ podem ser relacionados como:

$$\begin{aligned} Z(z_1) &= Z_0 \frac{Z(z_2) + jZ_0 \tan(\gamma l)}{Z_0 + jZ(z_2) \tan(\gamma l)} \\ \Gamma(z_1) &= \Gamma(z_2) \exp(-2\gamma l) \end{aligned} \quad (4.16)$$

A partir destas últimas equações, é possível escrever a equação matricial que relaciona as tensões e correntes nestes pontos z_1 e z_2 :

$$\begin{bmatrix} V(z_1) \\ I(z_1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta l) & jZ_0 \sin(\beta l) \\ jZ_0^{-1} \sin(\beta l) & \cos(\beta l) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V(z_2) \\ I(z_2) \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

A partir dos termos da equação de propagação 4.17, obtém-se a matriz de impedância ou matriz Z da linha de transmissão para um dado comprimento l .

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ -I_2 \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

onde os termos da matriz Z são:

$$\begin{aligned} Z_{11} &= Z_{22} = -jZ_0 \cot(\beta l) \\ Z_{12} &= Z_{21} = -jZ_0 \frac{1}{\sin(\beta l)} \end{aligned} \quad (4.19)$$

4.2.4 Redes de duas portas e Parâmetros S

Um trecho de uma linha de transmissão delimitado pelos pontos z_1 e z_2 pode ser analisado como uma rede de duas portas, isto é, um elemento concentrado definido por um conjunto de matrizes, como a matriz Z . Outras matrizes também podem ser definidas de forma a facilitar certas operações e análises com as redes, como a concatenação destas, por exemplo. A aplicação do conceito de redes de duas portas (ou n-portas) se estende muito mais do que para a análise de linhas de transmissão. Em engenharia de micro-ondas, em geral, este é um conceito primordial e onnipresente. Neste trabalho, no entanto, nos limitaremos a utilizar redes limitadas a duas portas para a análise e projeto da linha de transmissão.

A *matriz de espalhamento* ou matriz S de um trecho de linha de transmissão relaciona as ondas que entram e saem desta em pontos z_1 e z_2 . Definindo a linha de transmissão como uma rede de duas portas, como ilustra a figura 4.3, a_1 e a_2 são as ondas que entram na rede e b_1 e b_2 as que a deixam. Matrizes S são muito úteis na análise de linhas de transmissão pois estas quantificam exatamente os parâmetros de maior interesse no projeto destas: a transmissão e reflexão de um trecho de linha. Além disso, é possível realizar a concatenação de um trecho de linha de transmissão com uma carga por exemplo, de forma a se observar a reflexão causada por conta desta conexão.

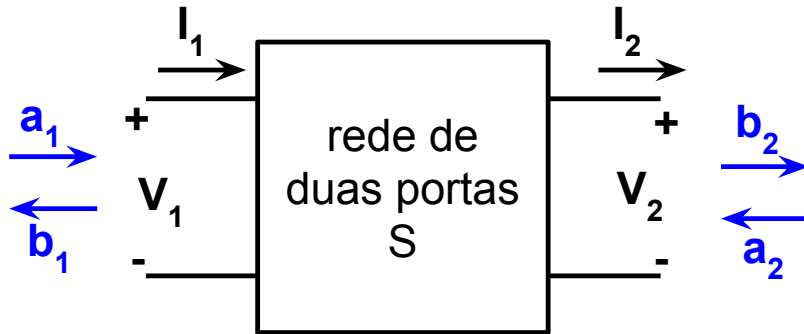


Figura 4.3: Esquemático de uma rede de duas portas.

A matriz S ou de espalhamento de uma rede de duas portas é dada por:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (4.20)$$

onde os termos S_{11} e S_{22} são chamados de coeficientes de reflexão e os termos S_{12} e S_{21} de coeficientes de transmissão.

Os termos a_1 , a_2 , b_1 e b_2 podem ser escritos em função das tensões V_1 e V_2 e das correntes I_1 e I_2 [54,55]:

$$\begin{aligned}
a_1 &= \frac{V_1 + Z_{ref} I_1}{2\sqrt{Z_{ref}}} \\
a_2 &= \frac{V_2 - Z_{ref} I_2}{2\sqrt{Z_{ref}}} \\
b_1 &= \frac{V_1 - Z_{ref} I_1}{2\sqrt{Z_{ref}}} \\
b_2 &= \frac{V_2 + Z_{ref} I_2}{2\sqrt{Z_{ref}}}
\end{aligned} \tag{4.21}$$

onde Z_{ref} é uma impedância de referência real. Em geral utiliza-se $Z_{ref} = 50 \Omega$

Apesar de extremamente úteis, matrizes S não são adequadas quando se deseja realizar a concatenação de redes de duas portas. Isso se deve ao fato de que os termos a e b na equação 4.20 não representam fisicamente os “lados” (delimitados por z_1 e z_2) da linha de transmissão. Desta forma, a multiplicação matricial de duas matrizes S não faz sentido físico. A matriz ABCD, por sua vez, é útil para a concatenação de redes de duas portas. A matriz ABCD relaciona as tensões e correntes de cada porta, conforme a equação 4.22:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{bmatrix} \tag{4.22}$$

Para uma linha de transmissão, os valores de A , B , C e D são dados por:

$$\begin{aligned}
A &= \cosh(\gamma\ell) \\
B &= Z_0 \sinh(\gamma\ell) \\
C &= \frac{1}{Z_0} \sinh(\gamma\ell) \\
D &= \cosh(\gamma\ell)
\end{aligned} \tag{4.23}$$

A conversão para parâmetros S é dada pelas seguintes equações [56]:

$$\begin{aligned}
S_{11} &= \frac{AZ_{ref} + B - CZ_{ref}^2 - DZ_{ref}}{AZ_{ref} + B + CZ_{ref}^2 + D} \\
S_{12} &= \frac{2Z_{ref}(AD - BC)}{AZ_{ref} + B + CZ_{ref}^2 + D} \\
S_{21} &= \frac{2Z_{ref}}{AZ_{ref} + B + CZ_{ref}^2 + D} \\
S_{22} &= \frac{-AZ_{ref} + B - CZ_{ref}^2 + DZ_{ref}}{AZ_{ref} + B + CZ_{ref}^2 + D}
\end{aligned} \tag{4.24}$$

4.3 Linha CPS e CPW

Linhas de transmissão de geometria coplanar são consideradas bastante adequadas para a construção de TWMZs. As duas geometrias mais comuns neste caso são a CPS e o CPW devido à sua compatibilidade de fabricação com o processo CMOS. Além disso, essas geometrias permitem que sejam facilmente conectados elementos em paralelo à linha de transmissão. Neste trabalho, por exemplo, o diodo PN será conectado desta maneira à linha de transmissão.

Linhas CPSs podem ser consideradas como a geometria mais fundamental nesta categoria de linhas de transmissão devido à sua simplicidade. Por conta disso, as linhas CPSs são vastamente utilizadas em moduladores ópticos em tecnologias planares como o silício, InP [34], GaAs [57] e LiNbO₃. Sua geometria consiste simplesmente em dois metais em formato de fita posicionados sobre um substrato, conforme a figura 4.1c. Podem ocorrer também estruturas em que há o empilhamento de dois ou mais substratos.

Linhas CPWs possuem um condutor a mais que as linhas CPSs, o que as tornam uma linha de transmissão com 3 condutores. O metal de sinal é posicionado entre dois metais de terra que agem como blindagem contra ruídos externos.

A diferença mais importante das duas topologias consiste no fato de que linhas CPSs são em geral mais convenientes de serem utilizadas em circuitos balanceados. Em moduladores ópticos, quando se realiza o carregamento da linha CPW, o elemento conectado em paralelo à linha muitas vezes é conectado somente entre um terra e o sinal, deixando a outra metade da linha desconectada, como em [58]. Nestes casos é importante que os metais de terra sejam apropriadamente conectados para que modos de propagação indesejados não se propaguem [59]. Já em linhas CPSs não há essa preocupação por existirem somente dois metais, o que torna o carregamento da linha automaticamente balanceado.

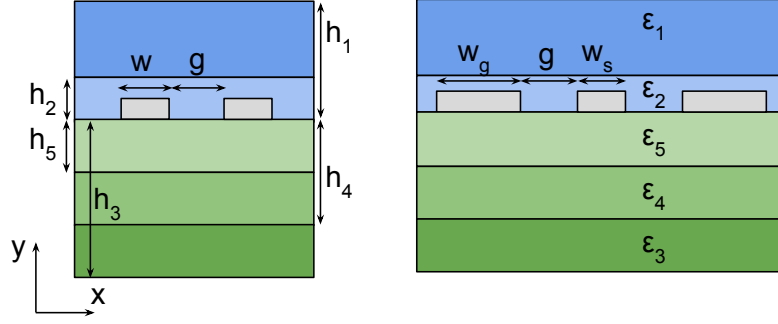


Figura 4.4: Estruturas CPS e CPW com múltiplas camadas de substratos.

4.3.1 Equações Analíticas para linhas CPS e CPW

A análise de linhas CPS e CPW pode ser realizada através de dois métodos: a análise rigorosa através de técnicas de onda completa (*full-wave analysis*) ou através de uma aproximação obtida através de um mapeamento conforme [60] que produz expressões fechadas para as grandezas estudadas. Ambas análises resultam na impedância característica, índice de micro-ondas e perdas. Neste trabalho, realizou-se a análise mais simples, através do mapeamento conforme, uma vez que as linhas CPSs e CPWs não foram a geometria final utilizada no projeto.

A análise por mapeamento conforme assume que o modo de propagação na linha de transmissão é quasi-estático, ou seja, um modo TEM puro [61]. Partindo dessa premissa, a constante dielétrica efetiva ϵ_{eff} , o índice de micro-ondas n_μ a velocidade de fase v_p e a impedância característica Z_0 podem ser escritas como:

$$\begin{aligned}\epsilon_{eff} &= \frac{C}{C_0} \\ n_\mu &= \sqrt{\epsilon_{eff}} \\ v_p &= \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \\ Z_0 &= \frac{1}{Cv_p}\end{aligned}\tag{4.25}$$

em que C é a capacitância da linha de transmissão e C_0 é a capacitância caso não houvesse dielétrico algum ao seu redor.

A figura 4.4 ilustra a geometria em análise tanto para linhas CPSs como CPWs. Assume-se que os metais são infinitamente finos e que os dielétricos são infinitamente largos. É importante ressaltar que apesar de apenas 4 camadas de dielétrico serem mostradas na figura, é possível estender a análise para uma quantidade que se queira de camadas.

Para o cálculo da capacitância de uma linha CPW, é considerada a aproximação de

Veyers-Fouad Hanna em que se considera uma superposição de capacitâncias parciais [61]:

$$C_{CPW} = C_0 + C_1 + C_2 + C_3 + C_4 + C_5 \quad (4.26)$$

Este método é exato quando as linhas de campo elétrico são paralelas às fronteiras entre dielétricos. No caso de estruturas multi-camadas, no entanto, essa premissa não é válida e, portanto, o modelo possui uma precisão limitada. A validade do modelo será posteriormente comparada a simulações numéricas realizadas.

A capacitância C_0 para uma linha CPW é aquela em que não há dielétricos. Pode-se obter seu valor através do mapeamento conforme da geometria [62]:

$$C_0 = 4\epsilon_0 \frac{K'(k)}{K(k)} \quad (4.27)$$

em que K é a integral elíptica completa do primeiro tipo, $K'(k) = K(k')$ e k é função da geometria considerando as seguintes equivalências:

$$\begin{aligned} k &= \frac{x_c}{x_b} \sqrt{\frac{x_b^2 - x_a^2}{x_c^2 - x_a^2}} \\ k' &= \sqrt{1 - k^2} \end{aligned} \quad (4.28)$$

onde

$$\begin{aligned} x_a &= \frac{w_s}{2} \\ x_b &= x_a + g \\ x_c &= x_b + w_g \end{aligned} \quad (4.29)$$

A capacitância C_1 é calculada considerando que só existe campo elétrico dentro do dielétrico de altura h_1 e permissividade relativa $\epsilon_1 - 1$. Utilizando o mapeamento conforme novamente, obtém-se:

$$C_1 = 2\epsilon_0(\epsilon_1 - 1) \frac{K'(k_1)}{K(k_1)} \quad (4.30)$$

em que:

$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{\sinh\left(\frac{\pi x_c}{2h_1}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi x_b}{2h_1}\right)} \sqrt{\frac{\sinh^2\left(\frac{\pi x_b}{2h_1}\right) - \sinh^2\left(\frac{\pi x_a}{2h_1}\right)}{\sinh^2\left(\frac{\pi x_c}{2h_1}\right) - \sinh^2\left(\frac{\pi x_a}{2h_1}\right)}} \\ k_1' &= \sqrt{1 - k_1^2} \end{aligned} \quad (4.31)$$

O cálculo das demais capacitâncias se dá de maneira similar ao cálculo de C_1 , com a diferença que se considera as alturas correspondentes h_2, h_3, h_4, h_5 e as permissividades relativas $\epsilon_2 - \epsilon_1, \epsilon_3 - 1, \epsilon_4 - \epsilon_3$ e $\epsilon_5 - \epsilon_4$.

Uma vez obtidos C_0 e C_{CPW} , é possível, através das equações 4.25, obter todos os demais parâmetros da linha CPW.

Para linhas de transmissão CPSs a aproximação de Veyers-Fouad Hanna também poderia ser aplicada de forma a se obter uma capacitância geral da linha em função das capacitâncias parciais de cada camada:

$$C_{CPS} = C_0 + C_1 + C_2 + C_3 + C_4 + C_5 \quad (4.32)$$

A capacitância C_0 também pode ser calculada através do mapeamento conforme da geometria com as transformações de Schwartz resultando em

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{K'(k)}{K(k)} \quad (4.33)$$

com

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{1 - \left(\frac{x_a}{x_b}\right)^2} \\ k' &= \sqrt{1 - k^2} \end{aligned} \quad (4.34)$$

e

$$\begin{aligned} x_a &= \frac{g}{2} \\ x_b &= x_a + w \end{aligned} \quad (4.35)$$

Foi observado, no entanto, que o mapeamento conforme usado para calcular as demais capacitâncias resulta em valores incorretos, principalmente quando a espessura do dielétrico é muito pequena. A alternativa para este problema consiste na observação de que uma linha CPS é complementar a uma linha CPW de metais de terra infinitamente largos ($x_c \rightarrow \infty$). Utilizando o princípio de Babinet, sabe-se que as velocidades de fase de linhas complementares são iguais [61], o que permite o cálculo de ϵ_{eff} para a linha CPS:

$$\begin{aligned}
\epsilon_{eff} = 1 + \frac{1}{2}(\epsilon_1 - 1) \frac{K(k)K(k'_1)}{K(k')K(k_1)} + \frac{1}{2}(\epsilon_2 - \epsilon_1) \frac{K(k)K(k'_2)}{K(k')K(k_2)} \\
+ \frac{1}{2}(\epsilon_3 - 1) \frac{K(k)K(k'_3)}{K(k')K(k_3)} + \frac{1}{2}(\epsilon_4 - \epsilon_3) \frac{K(k)K(k'_4)}{K(k')K(k_4)} \\
+ \frac{1}{2}(\epsilon_5 - \epsilon_4) \frac{K(k)K(k'_5)}{K(k')K(k_5)}
\end{aligned} \tag{4.36}$$

onde

$$k_i = \sqrt{1 - \frac{\sinh^2\left(\frac{\pi x_a}{2h_i}\right)}{\sinh^2\left(\frac{\pi x_b}{2h_i}\right)}} \tag{4.37}$$

Uma vez obtida a permissividade efetiva da linha, através das equações 4.25 obtém-se a capacitância total da linha C_{CPS} e a impedância característica Z_{CPS} .

4.3.2 Simulação das linhas CPS e CPW

Foram realizadas varreduras dos parâmetros geométricos da linha de transmissão utilizando as equações desenvolvidas na seção anterior a fim de se obter um ponto de partida para posteriores simulações numéricas. As alturas de cada camada de dielétrico são dadas pela tabela 4.2. No caso simulado só há um dielétrico sobre a linha de transmissão, por isso a altura 2 pode considerada zero. É possível também desprezar a camada SOI de silício uma vez que esta é muito fina quando comparada às demais. Já a largura dos metais e o espaçamento entre eles foi varrida em intervalos relativamente grandes.

h_1	h_2	h_3	h_4	h_5	w_{min}	g_{min}
3 μm	0 μm	725 μm	2,22 μm	0,22 μm	10 μm	2,5 μm
ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	ϵ_4	ϵ_5	w_{max}	g_{max}
3,824	-	11,9	3,824	11,9	140 μm	60 μm

Tabela 4.2: Distâncias, alturas e permissividades usadas na varredura de parâmetros da linha CPS .

Conforme explicado na seção anterior, foi obtido para a linha CPS a permissividade efetiva da linha de transmissão ϵ_{eff} . O índice de micro-ondas pode ser imediatamente obtido a partir de ϵ_{eff} tirando-se sua raiz no caso de uma linha de transmissão sem perdas. A impedância característica também é prontamente obtida utilizando-se a equação 4.25. Nas figuras 4.5a e 4.5b é possível observar uma quebra de continuidade, principalmente na curva do n_μ . Isso se deve a erros numéricos.

Para se obter uma maior precisão, foi realizada a mesma varredura da largura do metal e do espaçamento no *software* COMSOL, conforme as figuras 4.7a e 4.7b. No COMSOL, é possível desenhar a seção transversal da geometria da linha de transmissão

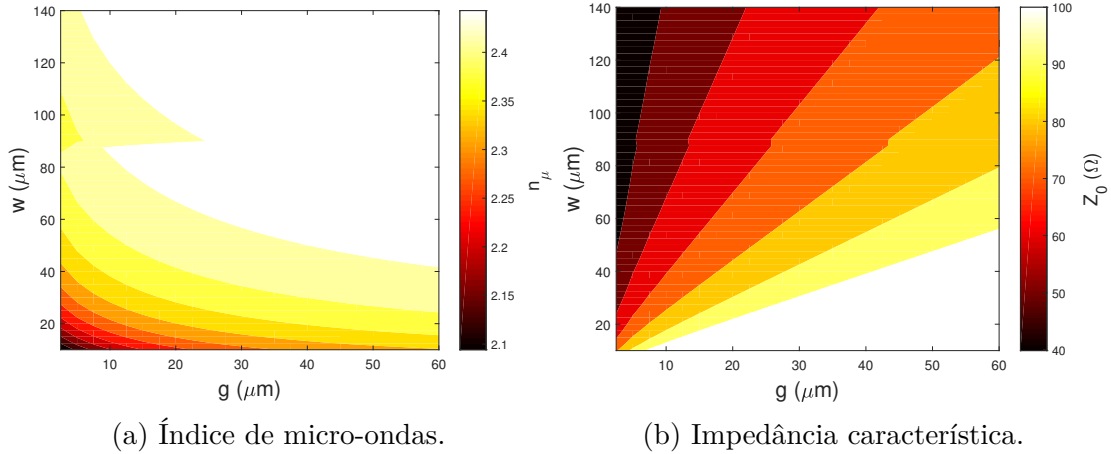


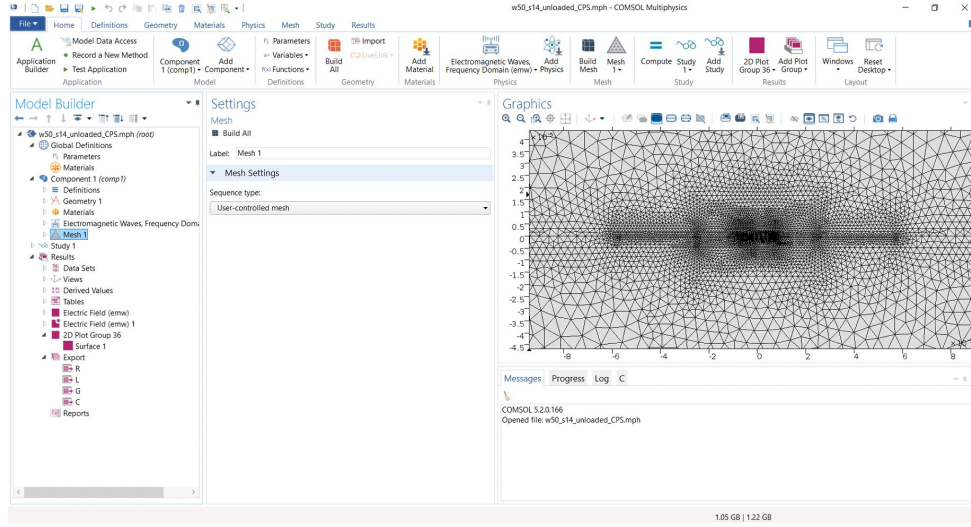
Figura 4.5: n_μ e Z_0 obtidos analiticamente em função das largura do metal (w) e do espaçamento entre eles (g).

e dividi-la em elementos triangulares, a chamada malha de simulação como ilustra a figura 4.6a. O programa, então, calcula os modos de propagação suportados pela geometria desenhada. A figura 4.6b ilustra o modo de propagação TEM a 50 GHz com as linhas de campo elétrico destacadas em branco. É possível observar que o modelo analítico apresenta boa conformidade com a simulação numérica para valores de largura do metal menores que 80 μm . Como é possível adicionar a condutividade dos metais e dos substratos, a simulação numérica também retorna o valor de atenuação por comprimento, ilustrado pela figura 4.7c. No IMEC a condutividade do substrato é de 6,25 S/m, o que torna a linha bastante dispersiva na faixa de frequência desejada. Na figura 4.8a foram escolhidos os valores de $w = 50 \mu\text{m}$ e $g = 14 \mu\text{m}$. Pode-se ver que o índice de micro-ondas e a impedância característica variam bastante entre 1 GHz e 20 GHz.

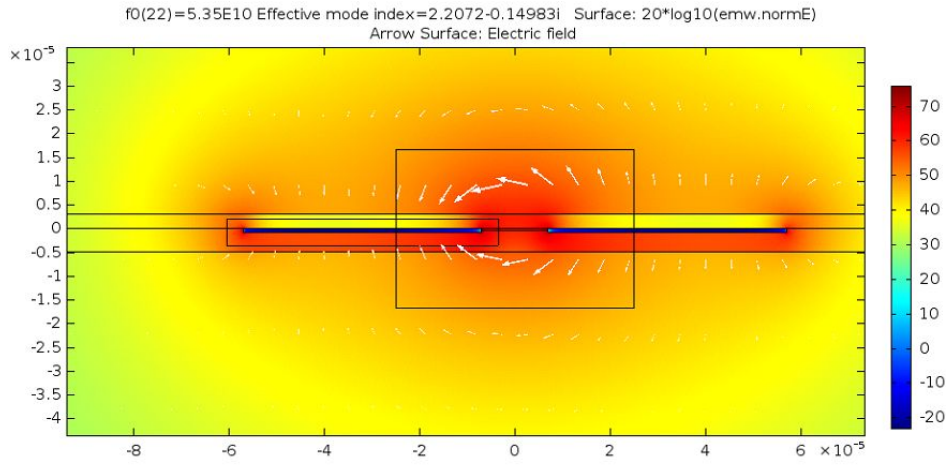
É possível notar que o índice de micro-ondas em 4.7a não varia de maneira significativa, principalmente considerando que há um faixa de impedância característica desejável de ser atingida e, portanto, não se pode escolher qualquer valor para as dimensões. Por conta disso, foi escolhida uma geometria de linha de transmissão de onda lenta para o dispositivo proposto neste trabalho, onde o índice de micro-ondas pode ser aumentado. Linhas de transmissão de onda lenta são geralmente construídas a partir de linhas CPS. Assim, a geometria CPW foi descartada para o projeto da linha do modulador.

4.4 Modelagem da Linha de Transmissão Carregada Periodicamente

O efeito da conexão da junção PN à linha de transmissão é costumeiramente analisado na forma de uma carga RC carregada em paralelo, conforme a figura 4.9 [10, 17, 58, 63]. O resistor R_{con} representa a resistência de contato entre os metais da linha de transmissão e a junção PN propriamente dita, calculado pela equação 3.22. Já a



(a) Interface gráfica do COMSOL com malha de simulação.



(b) Campo elétrico da linha de transmissão CPS a 50 GHz.

Figura 4.6: Simulação eletromagnética no COMSOL.

capacitância C_{pn} representa a capacitância da junção, que pode ser calculada por meio da equação 3.9.

É conveniente, no entanto, transformar esta carga RC série em cargas equivalentes em paralelo para que seja mais direta a soma com as admitâncias nativas da linha de transmissão, G_{tl} e $j\omega C_{tl}$ [64].

$$\begin{aligned} C_{pnm} &= \frac{C_{pn}}{1 + \omega^2 R_{con}^2 C_{pn}^2} \\ R_{conm} &= \frac{1 + \omega^2 R_{con}^2 C_{pn}^2}{\omega^2 R_{con} C_{pn}^2} \\ G_{conm} &= \frac{1}{R_{conm}} \end{aligned} \quad (4.38)$$

Utilizando a resistência de contato e capacitância da junção modificadas, pode-se

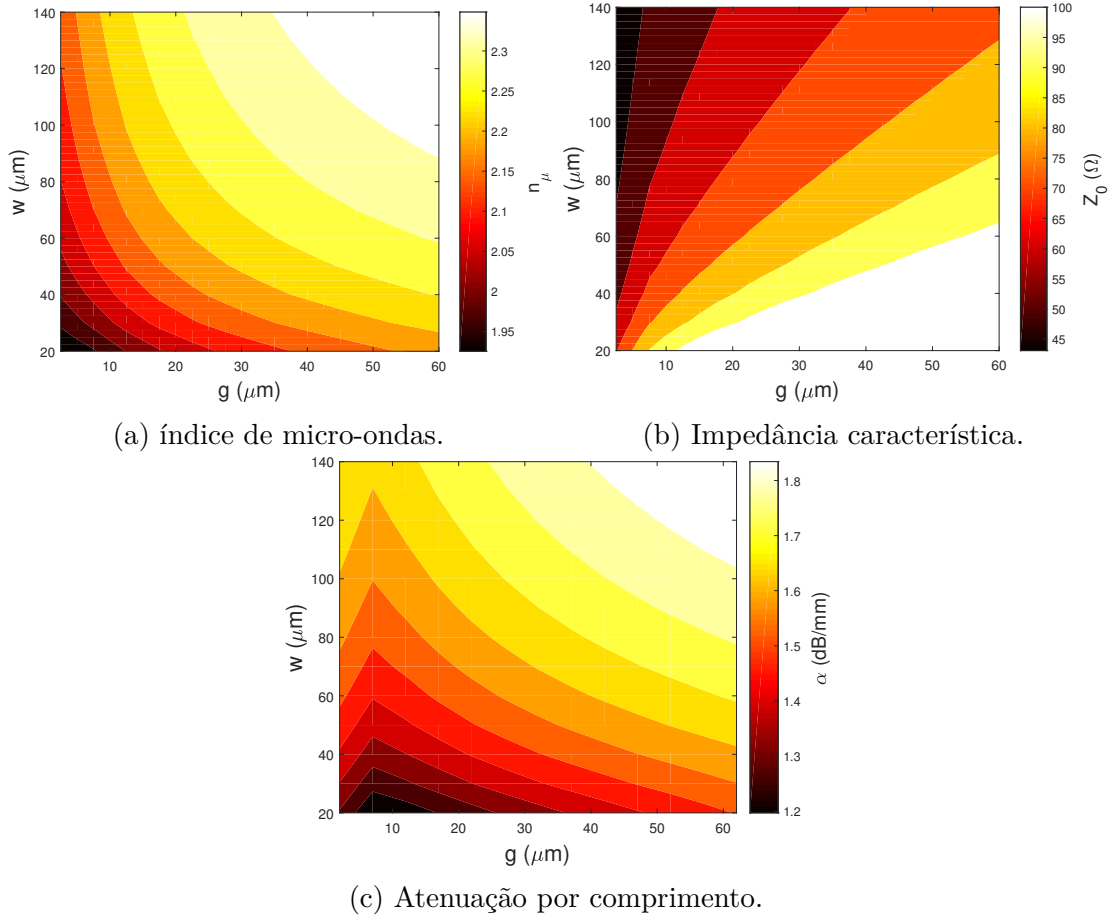


Figura 4.7: n_μ , Z_0 e α obtidos no COMSOL em função das largura do metal (w) e do espaçamento entre eles (g) para 30 GHz.

obter a impedância característica e constante de propagação da linha carregada. O índice de micro-ondas e constante de atenuação são obtidos a partir da constante de propagação γ_l .

$$\begin{aligned}
 Z_{0l} &= \sqrt{\frac{R_{tl} + j\omega L_{tl}}{(G_{tl} + G_{con\ m}) + j\omega(C_{tl} + C_{pn\ m})}} \\
 \gamma_l &= \sqrt{(R_{tl} + j\omega L_{tl}) [(G_{tl} + G_{con\ m}) + j\omega(C_{tl} + C_{pn\ m})]} \\
 n_{effl} &= \frac{c}{\omega} \Im\{\gamma_l\} \\
 \alpha_l &= \Re\{\gamma_l\}
 \end{aligned} \tag{4.39}$$

Para a linha simulada na seção anterior, com $w = 50\ \mu\text{m}$ e $g = 14\ \mu\text{m}$ calculou-se uma resistência de contato $R_{con} = 5,5\ \Omega\ \text{mm}$ e uma capacitância $C_{pn} = 250\ \text{pF/mm}$ utilizando as dimensões da tabela 3.5 com $x_{p++wg} = 5,75\ \mu\text{m}$ e $x_{n++wg} = 5,75\ \mu\text{m}$ e uma tensão de polarização $V = 2,5\ \text{V}$. A resistência das vias de contato foi desconsiderada.

A figura 4.8b ilustra o índice de micro-ondas e a impedância após o carregamento

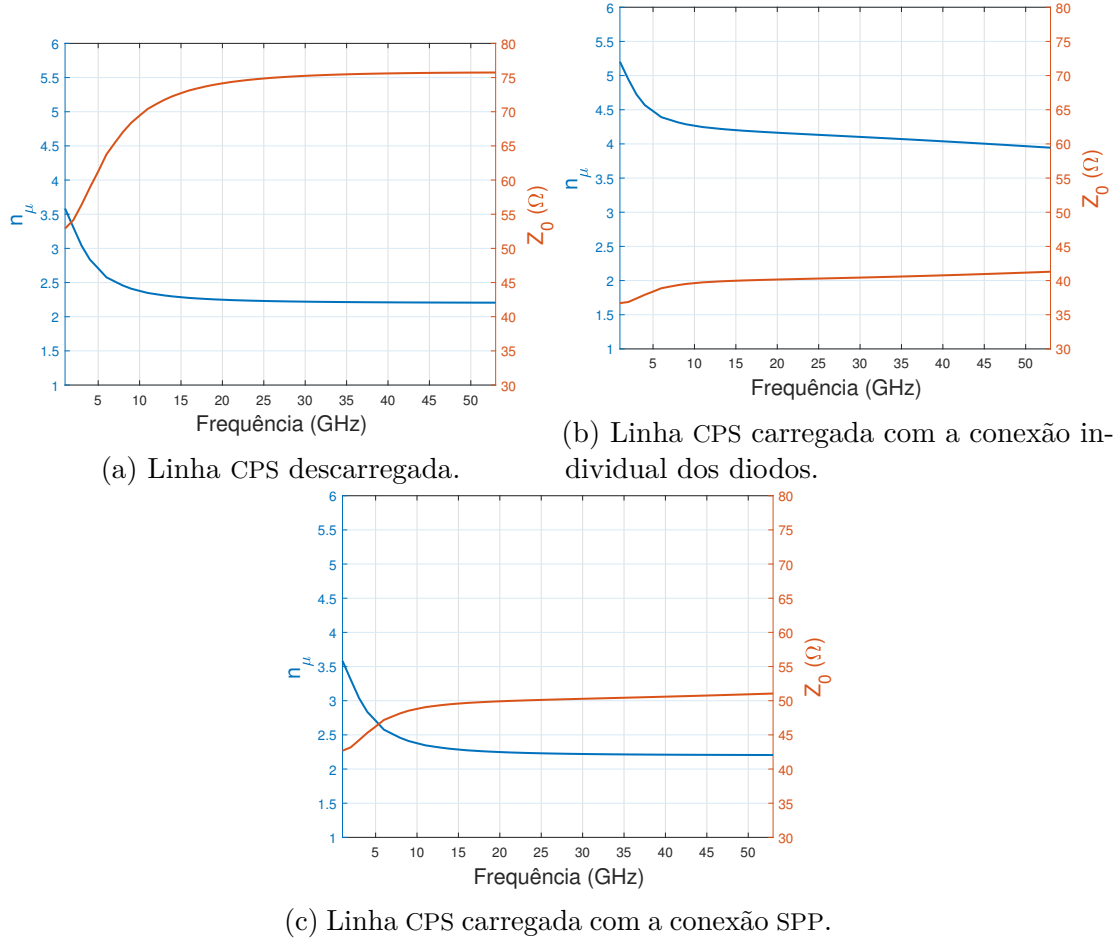


Figura 4.8: Variação do índice de micro-ondas e da impedância característica ao longo da frequência.

da linha com um diodo. Fica claro que há uma diminuição significativa da impedância e um aumento do índice de micro-ondas. Seria possível, portanto, realizar um casamento razoável dos índices de propagação óptico e elétrico além de se obter Z_0 próximo do alvo de 50Ω para a maior parte da banda, bastando-se escolher uma linha descarregada com uma impedância um pouco maior do que o valor desejado para o dispositivo final.

4.4.1 Configurações de carregamento dos diodos

Conforme demonstrado em [10] e observado na figura 4.10a, as perdas na linha de transmissão carregada são dominadas pela perda do silício. Além disso, há uma dependência quadrática com a capacitância da junção PN e linear com a resistência de contato:

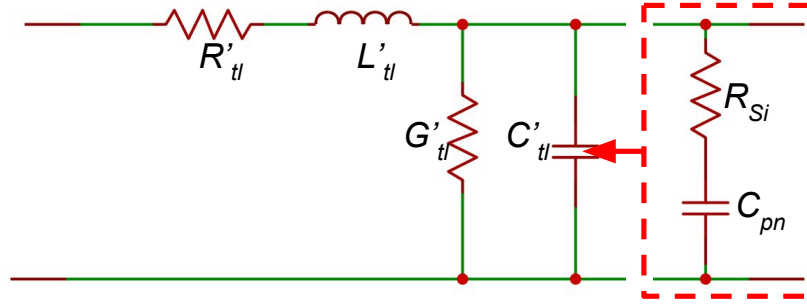
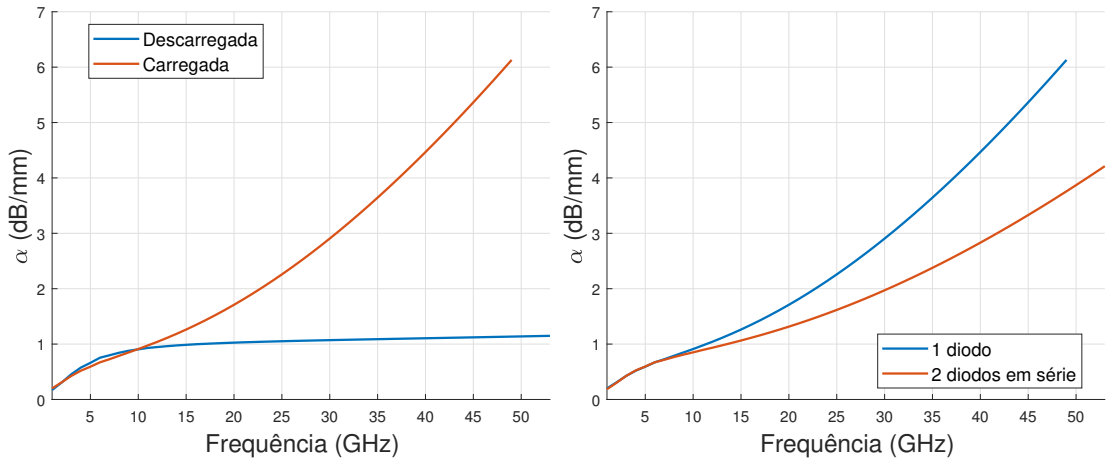


Figura 4.9: Esquemático de circuito de parâmetros distribuídos de linha de transmissão.



(a) Atenuação da linha CPS descarregada e (b) Atenuação da linha CPS para as duas configurações de carregamento.

Figura 4.10: Atenuação da linha CPS.

$$\begin{aligned}\alpha_{RF} &\approx \alpha_{metal} + \alpha_{Si} = \\ &= \frac{R_{tl}}{2Z_0} + \frac{\omega^2 R_{pn} C_{pn}^2 Z_0}{2 \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_{RC}^2}\right)}\end{aligned}\quad (4.40)$$

Uma maneira de se reduzir a atenuação por conta do carregamento dos diodos de cada guia de onda é através da conexão em série destes. Desta forma reduz-se pela metade a capacitância total do circuito carregado com o custo de se dobrar a resistência de contato.

Essa maneira de se conectar os diodos é chamada na literatura de SPP [17, 63, 65–67], ou seja, empurra-puxa em série em referência ao modo de operação do Mach-Zehnder. Neste caso se utiliza somente uma fonte de tensão, ao contrário dos moduladores tradicionais de silício que utilizam uma fonte para cada braço do MZM. Além disso, a conexão SPP dispensa o uso de um *bias tee* para realizar a polarização corrente contínua (DC, *direct current*) do diodo desde que se use um roteamento metálico de alta indutância para introduzir a tensão de polarização. A figura 4.11b ilustra como fica a conexão dos

sinais RF e DC no modulador.

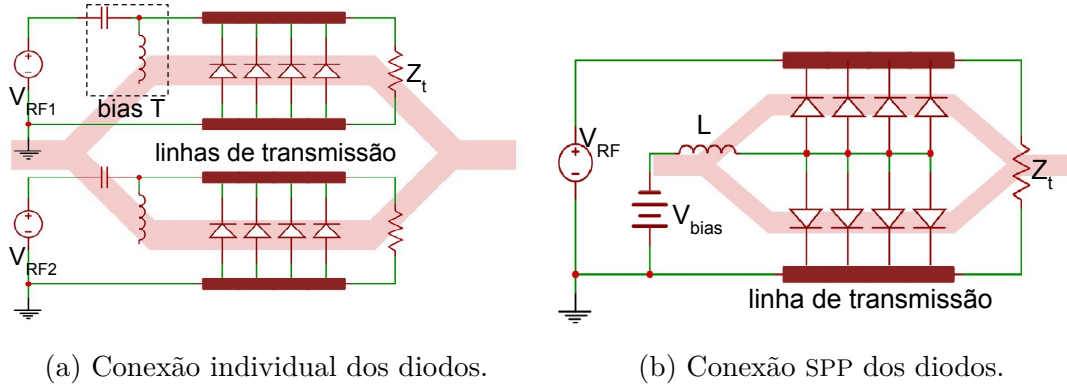


Figura 4.11: Esquemático dos tipos de conexão dos diodos à linha de transmissão sobrepostos a estrutura do Mach-Zehnder.

Para se obter a tensão sobre cada um dos diodos se aplica o princípio da superposição: analisa-se o circuito para o caso em que há somente a fonte DC e quando há somente a fonte corrente alternada (AC, *alternating current*). No regime DC, o indutor se torna um curto circuito e a tensão de polarização V_{bias} é aplicada simultaneamente sobre os dois diodos. Já no regime AC, o indutor passa a ter uma impedância alta o suficiente de forma que o sinal de alta frequência se divide igualmente sobre os dois diodos. Desta forma temos que $V_{D1} = \frac{V_{RF}}{2} + V_{bias}$ e $V_{D2} = \frac{-V_{RF}}{2} + V_{bias}$. Para as dimensões da linha de transmissão CPS escolhida, o carregamento SPP resulta em uma impedância característica muito próxima dos 50Ω , conforme a figura 4.8c.

4.5 Matriz S da linha de transmissão completa

A derivação das equações 4.20 e 4.21 para que chegássemos ao formato de matrizes S que representam a linha de transmissão leva em conta a análise de um pequeno trecho do comprimento da linha Δz . Uma regra prática costumeiramente utilizada é a de que caso o comprimento do dispositivo seja maior que $\frac{1}{10}$ o comprimento de onda no meio guiado $\lambda_g = \frac{2\pi c_0}{\omega n_\mu}$ [22] a análise de elementos distribuídos deve ser aplicada.

A figura 4.12 ilustra o fluxo de simulação utilizado. A partir da simulação eletromagnética realizada no COMSOL, é possível extrair os parâmetros distribuídos R_{tl} , L_{tl} , G_{tl} e C_{tl} . Em seguida, utilizando o método apresentado na seção anterior, obtém-se os parâmetros distribuídos da linha carregada. É possível, então, obter a matriz ABCD da linha de transmissão carregada utilizando os valores de impedância característica e constante de propagação obtidos previamente.

Uma vez calculada a matriz ABCD, realiza-se sua conversão em matriz S para a visualização dos parâmetros de transmissão e de reflexão. Como já discutido, não é possível utilizar as matrizes S para as operações de concatenação pois os parâmetros de

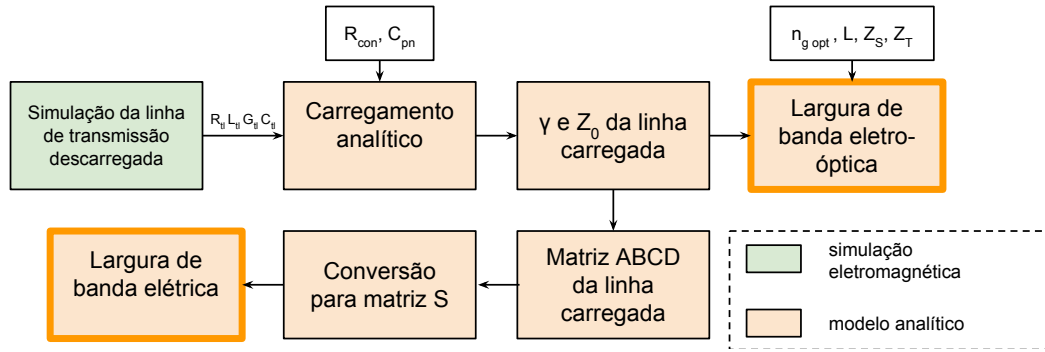


Figura 4.12: Fluxo de simulação elétrica e eletro-óptica.

cada porta $((a_1, b_1)$ e $(a_2, b_2))$ não se localizam do mesmo lado na equação matricial 4.20.

Para o comprimento total da linha, foi escolhido $L = 3,15$ mm para que a eficiência de modulação do MZM esteja na faixa de 7 V. Para a linha CPS calculada na seção anterior, os resultados da transmissão e reflexão das linha descarregada e carregada para diferentes comprimentos pode ser visto nas figuras 4.13a e 4.13b.

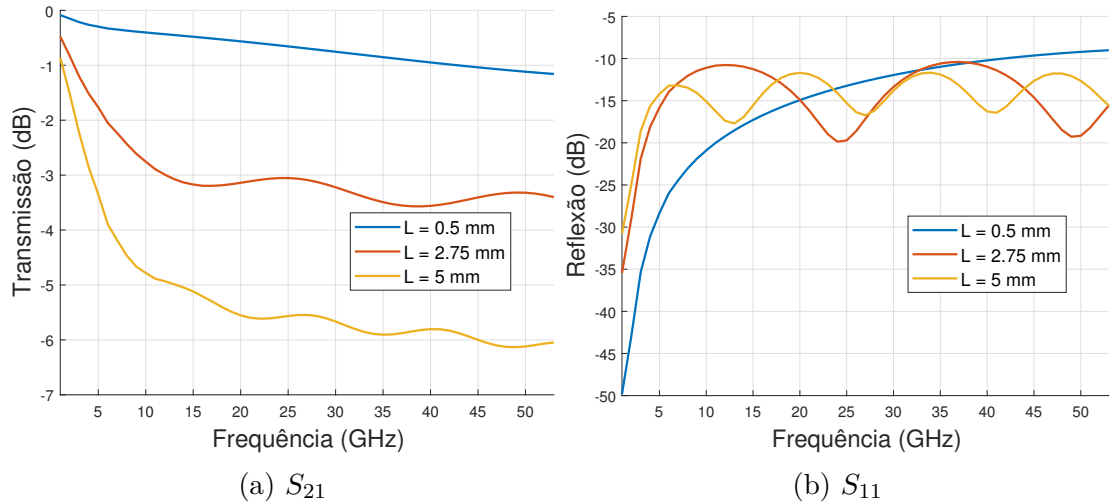


Figura 4.13: Transmissão e reflexão para a linha CPS descarregada concatenada.

A comparação da transmissão e reflexão para as duas configurações de carregamento pode ser vista nas figuras 4.14a e 4.14b. Claramente se observa a queda na transmissão a medida que se aumenta o comprimento da linha por contas das perdas não-nulas da linha.

4.6 Largura de banda eletro-óptica

Um parâmetro de desempenho fundamental para moduladores ópticos é a sua largura de banda eletro-óptica. Ela representa a eficiência relativa de conversão de um sinal elétrico para o domínio óptico, que geralmente se reduz a medida que a frequência

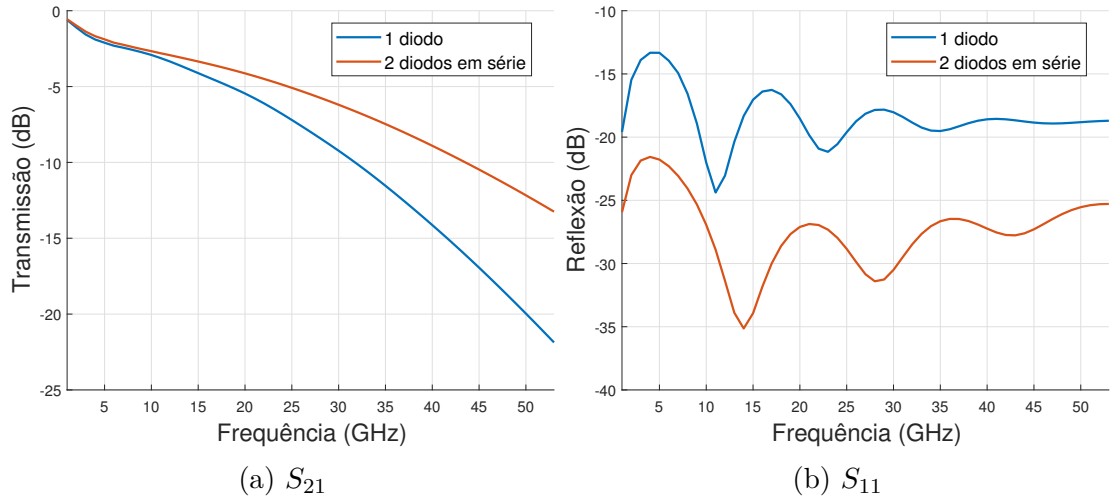


Figura 4.14: Transmissão e reflexão para a linha CPS carregada concatenada com as duas configurações de carregamento.

de modulação aumenta. De forma geral, define-se a resposta em frequência eletro-óptica como [22]:

$$M(\omega) = \frac{P_{opt}(\omega)}{V_g(\omega)} \quad (4.41)$$

onde P_{opt} é o fasor do sinal óptico modulado e V_g é o fasor da tensão aplicada sobre o modulador.

No caso de MZM, por conta de sua função de transferência senoidal, a largura de banda eletro-óptica é medida para o regime de pequenos sinais. É comum se realizar uma normalização da resposta em frequência para o valor DC ou um valor de baixa frequência e de se considerar somente a magnitude desta resposta.

$$m(\omega) = \frac{|M(\omega)|}{|M(0)|} \approx \left| \frac{\phi(\omega)}{\phi(0)} \right| \quad (4.42)$$

Neste trabalho escolheu-se utilizar o valor de $f_0 = 1$ GHz como frequência de referência para os valores de largura de banda eletro-ópticas por ser um valor frequentemente utilizado na literatura, além de permitir a utilização de um analisador de rede convencional no *setup* de caracterização, uma vez que estes equipamentos possuem uma frequência mínima de medida.

A resposta em frequência eletro-óptica de um deslocador de fase pode ser encarada como a razão entre variação de fase que um fóton que o atravessa para uma dada frequência e a frequência de referência, como mostra a equação 4.42. Em um modulador de onda viajante, a variação total de fase é a soma do acúmulo das variações de fase por todo o comprimento do dispositivo, o que torna a resposta em frequência dependente dos parâmetros RF da linha de transmissão projetada. A tensão média aplicada sobre o fóton para uma dada frequência é dada por [68]:

$$\begin{aligned}
V_{avg}(\omega) &= \frac{V_g (1 + \rho_1)(V_+ + \rho_2 V_-) \exp(j\beta_o L)}{2 \exp(\gamma_l L) + \rho_1 \rho_2 \exp(-\gamma_l L)} \\
V_{\pm} &= \exp(\pm j\phi_{\pm}) \frac{\sin \phi_{\pm}}{\phi_{\pm}} \\
\phi_{\pm} &= -(j\gamma_l \pm \beta_o) \frac{L}{2} \\
\rho_1 &= \frac{Z_{0l} - Z_s}{Z_{0l} + Z_s} \\
\rho_2 &= \frac{Z_t - Z_{0l}}{Z_{0l} + Z_t} \\
\beta_o &= \frac{\omega}{c} n_g
\end{aligned} \tag{4.43}$$

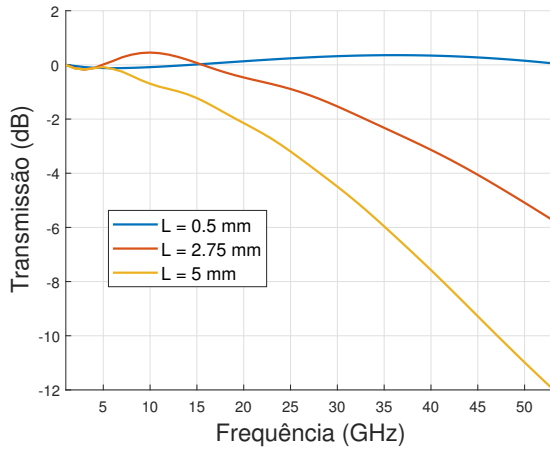
onde Z_s e Z_t são as impedâncias da fonte e da terminação da linha de transmissão e L é o seu comprimento. Para a impedância característica e constante de propagação, Z_{0l} e γ_l , utilizam-se os valores carregados calculados através das equações 4.39.

As equações 4.43 fornecem o valor de tensão média entre os eletrodos da linha de transmissão. No caso do modulador de silício, deve-se considerar ainda a carga capacitiva carregada na linha. A profundidade de modulação no regime de pequenos sinais é proporcional à tensão aplicada sobre a região de depleção do diodo, ou seja, sobre o capacitor C'_{pn} na figura 4.9. A resposta em frequência da modulação eletro-óptica é dada, então, por:

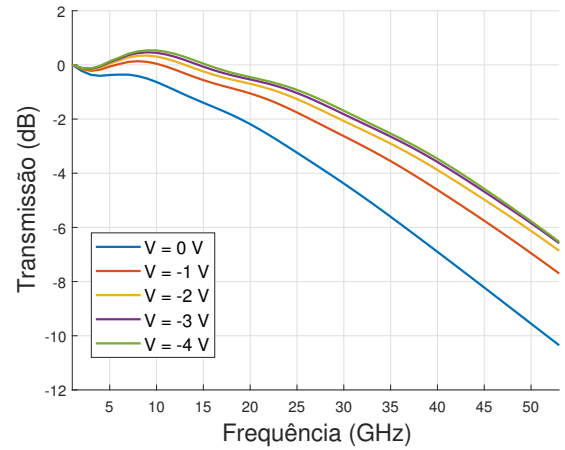
$$m(\omega) = \left| \frac{(1 + j\omega_0 C_{pn} R_{con}) V_{avg}(\omega)}{(1 + j\omega C_{pn} R_{con}) V_{avg}(\omega_0)} \right| \tag{4.44}$$

A figura 4.12 ilustra o fluxo de simulação eletro-óptico utilizado. É possível observar que este compartilha as mesmas etapas com o fluxo de simulação elétrico até a obtenção de Z_0 e γ para a linha carregada. A partir daí são utilizadas as equações 4.43 e 4.44 para se obter analiticamente a resposta em frequência da modulação eletro-óptica do modulador. Para a linha de transmissão CPS carregada com diodos na configuração SPP, as respostas eletro-ópticas correspondentes para a variação do comprimento L são ilustradas pela figura 4.15a.

Além da configuração de conexão dos diodos, a tensão de polarização também influi diretamente na capacitância de carregamento. Conforme a equação 3.9, a medida que se aumenta a tensão aplicada, reduz-se C_{pn} , o que por sua vez contribui para um aumento da largura de banda eletro-óptica, como ilustra a figura 4.15b. Outro parâmetro que possui grande impacto no resultado final da largura de banda eletro-óptica é o valor da impedância de terminação Z_t . A linha de transmissão CPS em questão quando carregada com a configuração SPP possui impedância de aproximadamente 50Ω , conforme a figura 4.8c. Ao se terminar a linha com valores de impedância menores que sua impedância



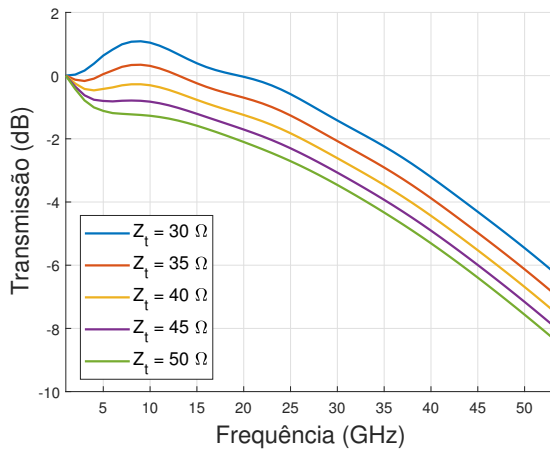
(a) Variação do comprimento da linha de transmissão.



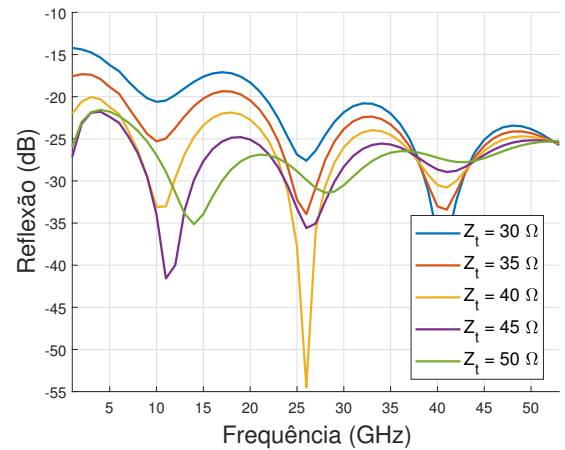
(b) Variação da tensão de polarização dos diodos.

Figura 4.15: Resposta eletro-óptica do modulador para a variação do comprimento e da tensão de polarização dos diodos.

característica, obtém-se um ganho na largura de banda eletro-óptica com um custo de se aumentar a reflexão, como mostram as figuras 4.16a e 4.16b.



(a) Transmissão com a variação da carga de terminação.



(b) Reflexão com a variação da carga de terminação.

Figura 4.16: Resposta eletro-óptica do modulador e reflexão para diferentes cargas de terminação.

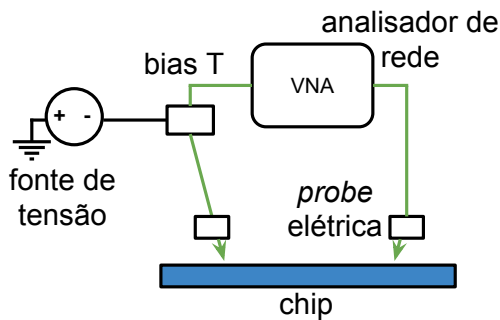
4.7 Caracterização RF de uma linha de transmissão CPS carregada fabricada no processo OpSIS

4.7.1 Caracterização elétrica

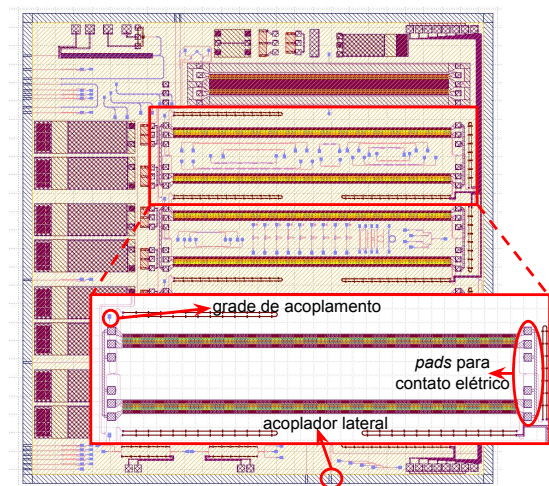
De forma semelhante à seção 3.6.2, foi utilizado um *chip* fabricado anteriormente para que sua caracterização ajudasse na validação dos métodos de projeto e simulação

que foram utilizados neste trabalho. Foram realizadas simulações utilizando os métodos descritos nesta dissertação para que se obtivesse a resposta esperada, tanto elétrica quanto eletro-óptica, do modulador MZM com linhas de transmissão CPS. Por se tratar de uma fábrica diferente da que se pretende utilizar para a fabricação do dispositivo proposto neste trabalho, as dimensões das camadas, concentração de dopantes, resistividades não são as mesmas. É possível, no entanto, se obter uma boa ideia da acurácia dos métodos de simulação implementados através da caracterização a nível de *chip*.

Infelizmente não havia a disponibilidade de uma linha de transmissão descarregada para caracterização, somente existindo as opções de linhas CPS ou CPW com carregamento individual dos diodos à linha de transmissão.



(a) *Setup* experimental para caracterização RF da linha de transmissão.



(b) *Layout* do chip com a linha de transmissão CPS em destaque.

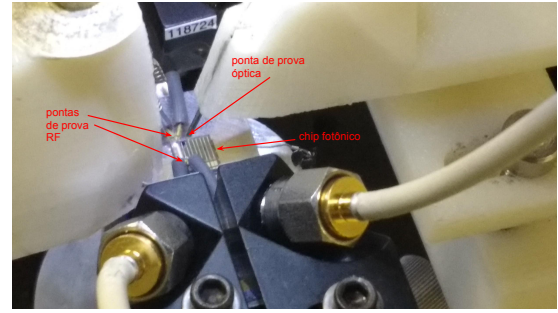
Figura 4.17

A linha de transmissão caracterizada pode ser vista na figura 4.17b. É possível notar que há 3 *pads* para contato elétrico enquanto a linha possui apenas dois traços metálicos. O *layout* foi feito desta maneira para que fosse possível a utilização de pontas de prova elétrica terra-sinal-terra (GSG, *ground-signal-ground*), geralmente utilizadas em linhas de transmissão CPW.

Os componentes acessórios do *setup*, isto é, cabos, conectores e a própria ponta de prova RF devem ser calibrados para que não mascarem a resposta do dispositivo sendo medido. Analisadores de redes de micro-ondas possuem como padrão uma etapa de calibração desses componentes acessórios. No caso de medidas realizadas a nível de *chip*, as cargas padrão que são utilizadas para a calibração de cabos coaxiais não podem ser utilizadas uma vez que o acesso elétrico ao dispositivo é feito através das pontas de prova. Desta forma, utiliza-se substratos padrão fabricados com alto grau de precisão que fornecem os padrões curto, aberto, carga, transmissão (SOLT, *short, open, load, thru*). Foi utilizado o substrato Cascade ISS-101-190 e o analisador de rede Agilent N5225A para as



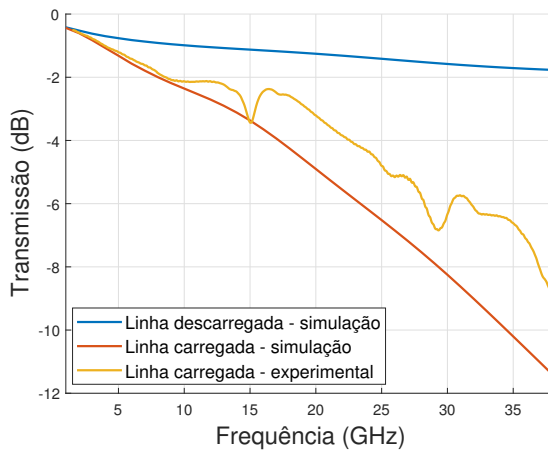
(a) Ponta de prova elétrica RF utilizada na medida.



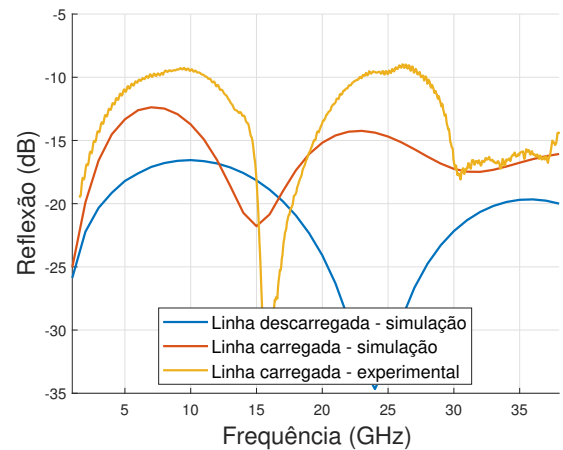
(b) Foto do *setup* de caracterização RF. Duas pontas de prova GSGSG podem ser vistas em contato com o chip.

Figura 4.18: Pontas de prova RF e sua utilização na caracterização a nível de *chip*.

caracterizações a seguir. Na figura 4.18b pode-se ver o contato de duas pontas de prova GSGSG durante a caracterização do modulador CPW presente no *chip*.



(a) S_{21}



(b) S_{11}

Figura 4.19: Comparativo entre simulação e experimento da linha CPS carregada para uma tensão de polarização dos diodos de -2 V .

As figuras 4.19a e 4.19b mostram que a simulação previu uma largura de banda menor e reflexão maior do que foi efetivamente medido. Essa diferença nos resultados pode ser explicada por diferenças de valores da resistência de contato R_{con} que foi estimada na simulação. Além disso, é possível observar quedas bruscas na transmissão da linha por volta de 15 GHz e 30 GHz. Neste caso, há um efeito de interferência pela proximidade da outra linha de transmissão do outro braço do MZM, onde o campo elétrico se acopla na linha adjacente.

Através dos parâmetros S extraídos da medida, é possível se calcular outros parâmetros da linha de transmissão, como a impedância característica e o índice de micro-ondas. Transformando os dados medidos para parâmetros ABCD e manipulando as equações 4.23, chega-se a:

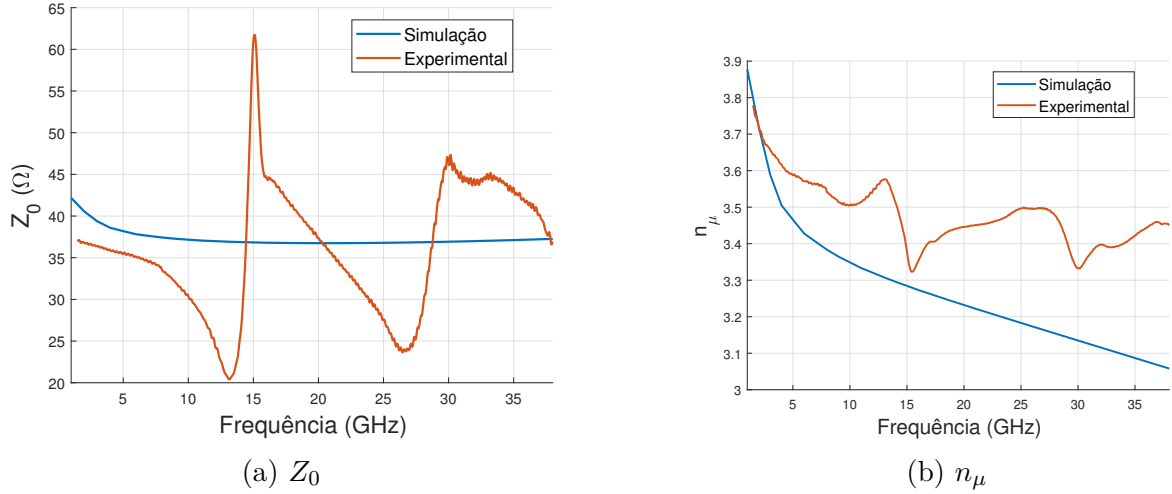


Figura 4.20: Impedância característica e índice de micro-ondas de propagação para uma polarização de -2 V dos diodos.

$$Z_0 = \sqrt{\frac{B}{C}}$$

$$\gamma = \frac{1}{L} \cosh^{-1} \left(\frac{A + D}{2} \right) \quad (4.45)$$

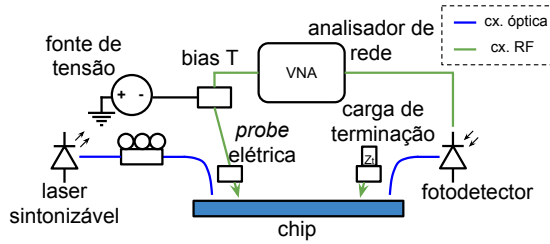
e o índice de micro-ondas n_μ é obtido através da equação 4.39.

A figura 4.20a mostra que a interferência da linha adjacente influi bastante na impedância característica medida. Uma linha de transmissão eletricamente isolada permitiria uma medida mais precisa deste parâmetro. Já o índice de micro-ondas medido em 4.20b indica que provavelmente a capacitância dos diodos carregada na linha de transmissão é mais baixa do que o estimado analiticamente por 3.9.

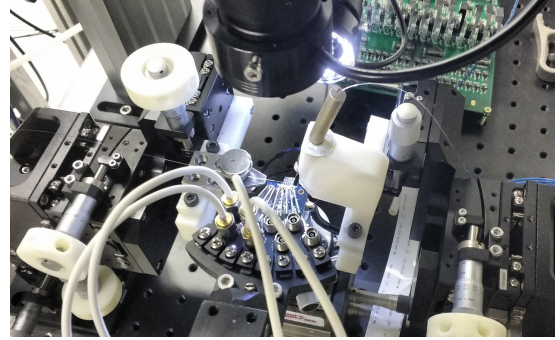
4.7.2 Caracterização eletro-óptica

A caracterização eletro-óptica é realizada de maneira similar à elétrica. O *setup* experimental é um pouco diferente pois é necessário realizar a inserção e extração de sinais ópticos. Para os sinais elétricos, sua inserção é realizada também com pontas de prova RF mas não ocorre sua extração ao final da linha de transmissão. Neste caso, termina-se a linha de transmissão com uma carga a fim de evitar reflexões e emular o funcionamento do dispositivo em operação. A figura 4.21a ilustra o *setup* experimental utilizado.

No caso do modulador CPS, um dos acoplamentos ópticos se dá lateralmente, como mostra a figura 4.21b. Havia duas possibilidade de se realizar a terminação da linha de transmissão. Uma delas seria através de cargas integradas fabricadas com silício dopado. Neste caso a conexão da linha de transmissão com a terminação é feita pela solda de micro-fios de ouro (*wire bonding*), como mostra a figura 4.22a. A outra possibilidade



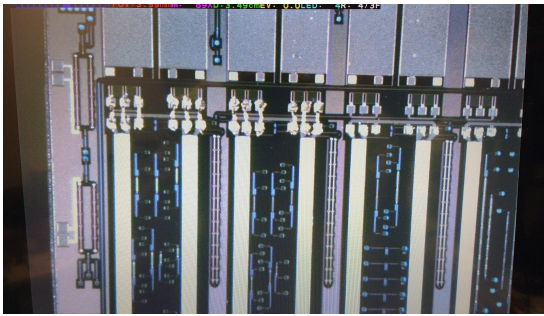
(a) *Setup* experimental para caracterização eletro-óptica do modulador.



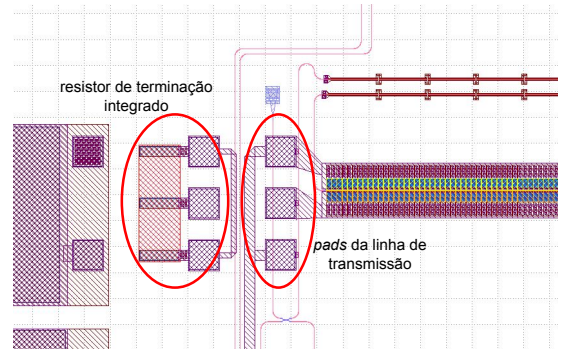
(b) Foto da montagem experimental para caracterização do modulador CPS.

Figura 4.21: Montagem experimental para medida de largura de banda eletro-óptica.

de terminação da linha é com a utilização de cargas $50\ \Omega$ rosqueadas à ponta de prova RF.



(a) Solda de fios para conectar terminação integrada à linha de transmissão.



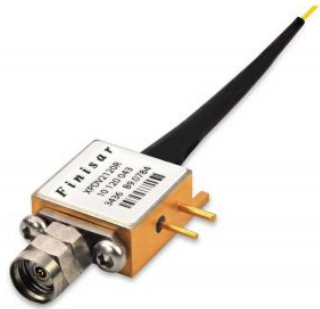
(b) Detalhe da região no *layout* do chip em que se situa o resistor de terminação integrado.

Figura 4.22: Conexão da carga de terminação à linha de transmissão.

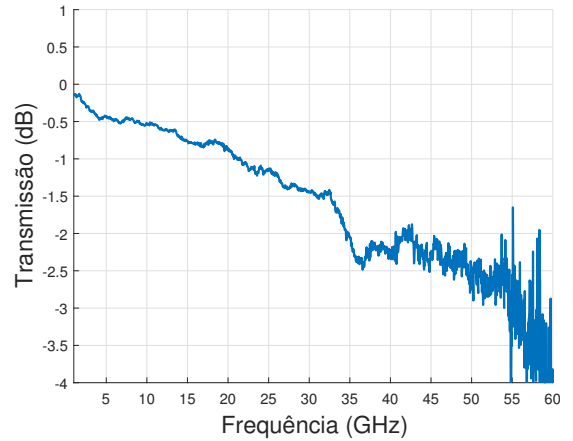
Outra diferença com relação à caracterização elétrica da linha de transmissão é que é necessário se converter o sinal modulado opticamente para o domínio elétrico para que seja enviado de volta ao analisador de rede. Foi utilizado na montagem experimental o fotodetector Finisar XPDV2150R que possui largura de banda maior que $50\ \text{GHz}$. Ainda assim foi realizada uma compensação de sua resposta em frequência no pós-processamento dos dados.

Através da tensão DC aplicada no *bias tee* é possível controlar a tensão de polarização dos diodos carregados na linha de transmissão. Conforme discutido, uma maior tensão aplicada reduz a capacitância carregada e consequentemente as perdas da linha de transmissão. Pode-se ver este efeito de ganho na largura de banda na figura 4.24a onde o ganho de banda parece saturar com $V = -4\ \text{V}$.

A figura 4.24b mostra que há boa conformidade do modelo simulado com o dispositivo caracterizado. Considerou-se uma impedância de terminação de $28\ \Omega$, valor calculado para o resistor integrado do *chip*.

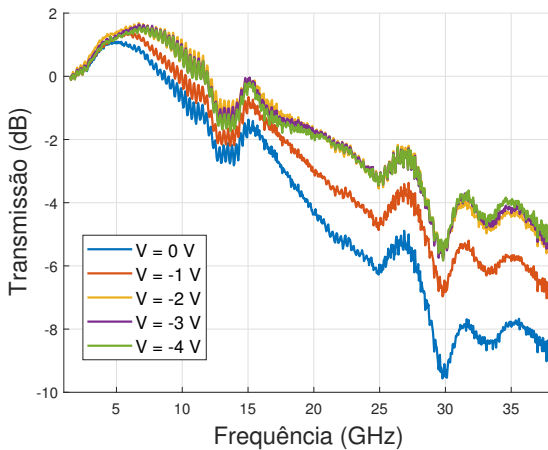


(a) Foto do fotodetector utilizado no *setup* experimental eletro-óptico.

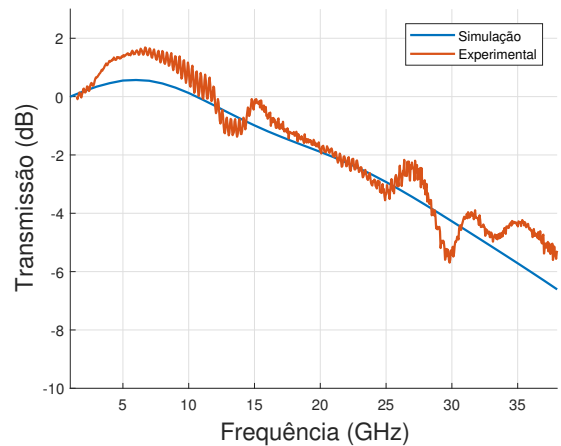


(b) Transmissão opto-elétrica do fotodetector utilizado.

Figura 4.23: Fotodetector de referência.



(a) Transmissão eletro-óptica em função da tensão de polarização dos diodos carregados.



(b) Comparação da simulação com dado experimental para uma tensão de -2 V.

Figura 4.24: Largura de banda eletro-óptica do modulador caracterizado.

4.8 Linha de transmissão de onda lenta

Observando as figuras 4.25a e 4.25b, nota-se que o índice de micro-ondas para o caso em que se utiliza a conexão SPP é, para a maior parte da faixa de frequência de operação, menor que 3,5. No caso da conexão individual é possível se elevar mais esse valor para próximo do índice de grupo óptico, que é de cerca de 3,9. O valor do índice de micro-ondas é maior na conexão individual pois a capacitância carregada é maior, o que torna a parte imaginária de γ_l na equação 4.39 maior. O compromisso, no entanto, é que um maior índice de micro-ondas vem acompanhado de uma maior perda de propagação, como mostra a figura 4.10b, resultando em uma menor largura de banda da linha de transmissão, como mostra a figura 4.14a. Há uma maneira de se obter um maior índice de micro-ondas, no entanto, sem a necessidade de se aumentar a capacitância carregada.

Linhas de onda lentas já foram reportadas na literatura há algumas décadas

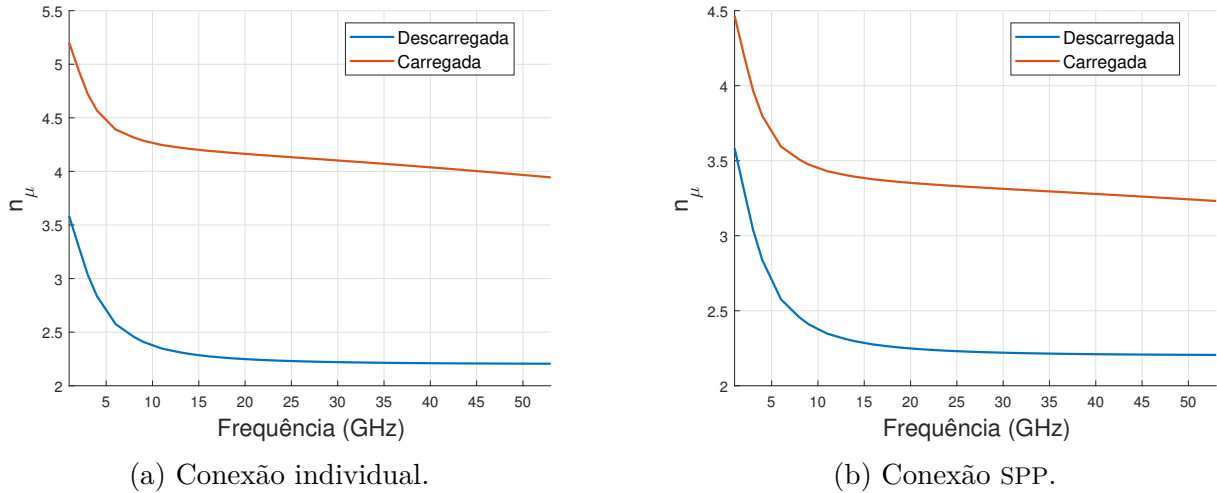


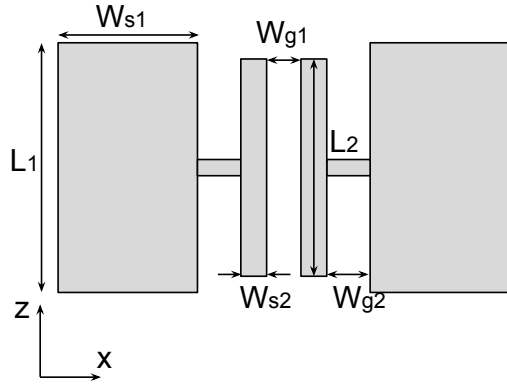
Figura 4.25: Índice de micro-ondas da linha CPS descarregada e carregada para as configurações de carregamento individual e SPP dos diodos.

usualmente em moduladores fabricados em plataformas de compostos III-V [57, 69, 70]. Neste tipo de estrutura também é comum ocorrer um grande descasamento das velocidades de propagação elétrica e óptica [71]. A velocidade de propagação da onda RF geralmente é atingida acrescentando-se estruturas periódicas ao longo da linha de transmissão de forma a se aumentar a capacitância intrínseca da linha (C_{tl}) sem um aumento proporcional de sua indutância (L_{tl}) como ocorre em linhas CPS e CPW. Uma maneira de se implementar essa ideia é através da inserção de trilhos em formato de T ao longo do comprimento da linha. Como essas estruturas aproximam os traços metálicos das linhas, há um aumento da capacitância. Por serem estruturas periódicas, no entanto, não há passagem de corrente pelas estruturas T , o que impacta em um baixo aumento da indutância da linha. A figura 4.26a ilustra a vista superior de uma linha de transmissão neste formato. O carregamento da linha se dá pelas estruturas T , o que torna a linha periodicamente carregada.

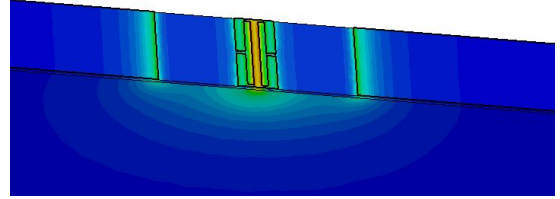
4.8.1 Projeto do Modulador Mach-Zehnder com linha de transmissão de onda lenta

Por possuir um modelo teórico relativamente complexo, foi preferido se encontrar os parâmetros geométricos da linha de transmissão descarregada por meio de varreduras destes em simulações eletromagnéticas realizadas no *software* CST. Teve-se como objetivo alcançar uma impedância característica em torno de $70\ \Omega$ com índice de micro-ondas da ordem de 2,8 e com a menor atenuação possível.

Como ponto de partida para as varreduras, foi utilizada uma média entre duas linhas CPS com dimensões dadas pela tabela 4.3, onde a linha “resultante” possui um valor de impedância característica médio entre as linhas 1 e 2 próximo do valor desejado, $70\ \Omega$. A correspondência das distâncias das linhas 1 e 2 com as distâncias descritas na



(a) Visão esquemática superior de uma linha de transmissão de onda lenta carregada com trilhos T .



(b) Vista da linha no *software* de simulação.

Figura 4.26: Esquemático da geometria e simulação numérica.

figura 4.26a são tais que $w_1 = W_{s1} + W_{g2} + W_{s2}$, $g_1 = W_{g1}$, $w_2 = W_{s1}$ e $g_2 = 2W_{g2} + 2W_{s2} + W_{g1}$. Considerando que o valor máximo de W_{s1} permitido pela fábrica é de $50 \mu\text{m}$, chega-se aos valores para as dimensões da linha 1 e 2 dados pela tabela 4.3. De acordo com as mesmas regras de fabricação a mínima largura permitida para esta camada de metal e o mínimo espaçamento entre duas deposições são de $0,9 \mu\text{m}$. As varreduras de parâmetro foram feitas para as distâncias W_{s2} , W_{g1} e W_{g2} . Em cada varredura os demais parâmetros foram mantidos iguais ao valor base.

	w	g	Z_0
linha 1	$60 \mu\text{m}$	$5 \mu\text{m}$	$58,46 \Omega$
linha 2	$50 \mu\text{m}$	$25 \mu\text{m}$	$87,68 \Omega$
resultante	-	-	$73,07 \Omega$

Tabela 4.3: Distâncias e impedância das linha CPS base para a linha de onda lenta.

Os comprimento L_1 e L_2 foram escolhidos de forma que a frequência de corte de Bragg causada pela periodicidade da estrutura fosse mais elevada que a frequência de operação desejada.

$$f_{\text{Bragg}} \approx \frac{v_p}{2L_1} \quad (4.46)$$

onde v_p é a velocidade de fase do sinal elétrico propagante na linha de transmissão carregada com a junção e $2L_1$ neste caso é o período da estrutura.

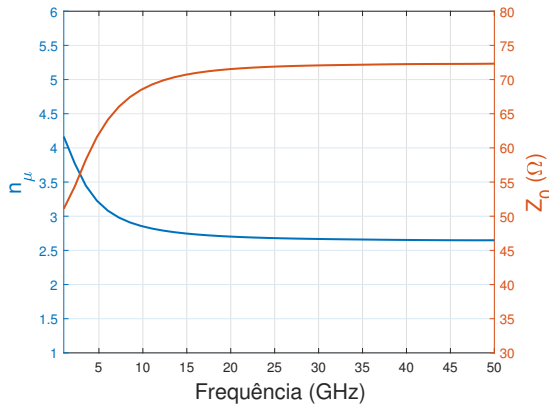
Já o comprimento total do modulador foi escolhido de forma que seu V_π fosse da ordem de 7 V para uma tensão de polarização dos diodos de -2 V . Optou-se, então, pelo comprimento total da linha de 3,15 mm de forma que o comprimento efetivamente carregado fosse 3 mm. Desta forma, obtém-se uma eficiência de modulação razoável até para valores de $V_\pi L_\pi$ elevados da ordem de 2,3 Vcm.

Após a realização das varreduras, escolheu-se como geometria final a linha com parâmetros descritos na tabela 4.4.

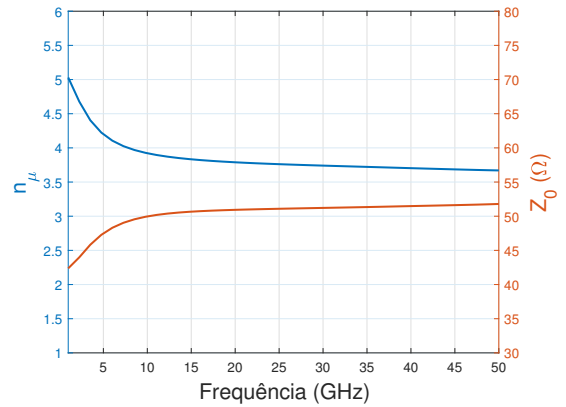
W_{s1}	W_{g2}	W_{s2}	W_{g1}	L_1	L_2	L_{tot}
50 μm	6 μm	4 μm	5 μm	50 μm	47 μm	3,15 mm

Tabela 4.4: Distâncias da linha de onda lenta final.

O índice de micro-ondas nesse caso é de aproximadamente 2,7 para a linha descarregada, conforme a figura 4.27a. Já para a linha carregada, na figura 4.27b, utilizando-se a configuração de carregamento dos diodos SPP, o índice nas imediações de 30 GHz é de 3,7, o que representa um aumento considerável quando comparado ao índice de uma linha CPS carregada da mesma maneira.



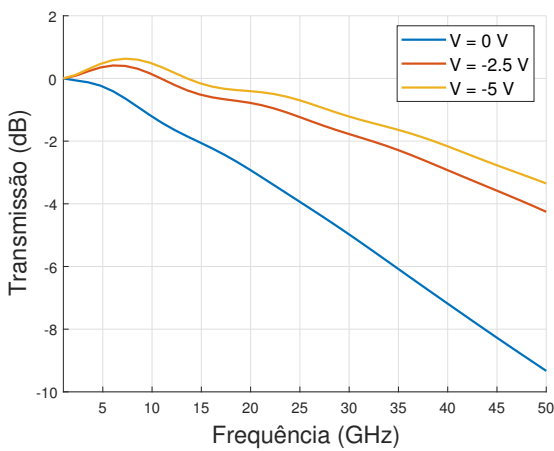
(a) Linha descarregada.



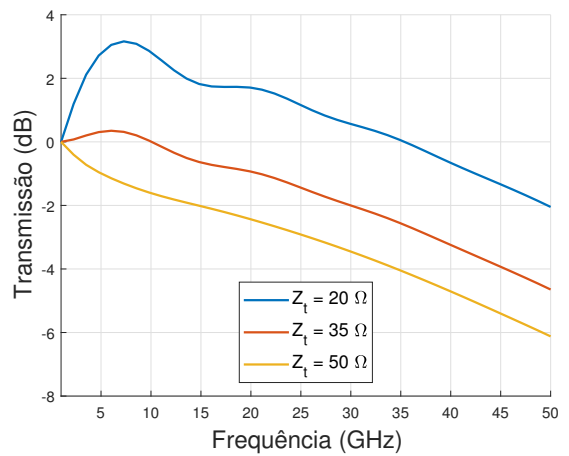
(b) Linha carregada.

Figura 4.27: Impedância característica e índice de micro-ondas da geometria final escolhida.

A largura de banda eletro-óptica alcança os 40 GHz desejados quando se polariza a linha com ao menos -2 V e se termina a linha de transmissão com uma carga de $35\ \Omega$



(a) Varredura da tensão de polarização dos diodos com $Z_t = 35\ \Omega$.



(b) Varredura da carga de terminação com $V = -2\text{ V}$.

Figura 4.28: Transmissão eletro-óptica reflexão para a linha com geometria final.

4.9 Conclusão

Este capítulo apresentou o projeto da linha de transmissão de onda lenta do MZM proposto neste trabalho. Como ponto de partida, foram apresentadas as equações de Maxwell como embasamento teórico para o desenvolvimento de matrizes de espalhamento capazes de descrever a transmissão e reflexão de um trecho de linha de transmissão. Em seguida, foram apresentadas as linhas CPSs e sua descrição analítica. Essas linhas são base para a linha de propagação lenta. Um fluxo de simulação para a obtenção da performance elétrica e eletro-óptica foi apresentado e em seguida validado utilizando dados experimentais de um *chip* previamente fabricado projetado pelo CPqD. Por fim, apresentou-se o projeto da linha de transmissão de onda lenta com impedância característica de $50\,\Omega$, um comprimento de $3,15\,\text{mm}$ e largura de banda eletro-óptica de $40\,\text{GHz}$ quando os diodos são polarizados com $-2,5\,\text{V}$.

Capítulo 5

Conclusão

Nesta dissertação foram discutidas as técnicas de projeto de MZMs na fotônica em silício. O projeto do dispositivo foi dividido em duas grandes seções: no capítulo 3 projetou-se a estrutura deslocadora de fase que utiliza a dinâmica dos portadores no silício cristalino dopado para modular a fase da luz propagante, enquanto no capítulo 4 foi apresentado o método de projeto da linha de transmissão para que se atinja um casamento entre as velocidades de propagação óptica e elétrica.

Como forma de se validar os métodos utilizados para o projeto, dispositivos fabricados anteriormente tiveram seus desempenhos ópticos e elétricos simulados utilizando os métodos propostos e foram posteriormente comparados com resultados experimentais. Tanto as simulações da eficiência de modulação quanto a largura de banda eletro-óptica tiveram boa conformidade com o resultado obtido experimentalmente para estes dispositivos.

Um MZM com largura de banda eletro-óptica simulada em 40 GHz com $-2,5$ V de polarização foi apresentado. A eficiência de modulação esperada é de cerca de $2,5$ V cm na mesma tensão de polarização. As dopagens do processo utilizado devem ser caracterizadas para que seja possível a realização de simulações mais acuradas. Foi utilizada a configuração de carregamento SPP para que se diminuíssem a atenuação do sinal elétrico propagante. O uso da configuração SPP também dispensa o uso de ligações complexas para se realizar a polarização dos diodos. Para que se obtivesse o casamento das velocidades de propagação, foram utilizadas estruturas T carregadas periodicamente na linha de transmissão. A impedância da linha de transmissão é de 50Ω , o que casa com a maior parte dos amplificadores elétricos disponíveis no mercado.

O dispositivo pode ser aprimorado de maneira considerável substituindo-se o substrato padrão do processo IMEC por um que possua uma resistividade elevada. Além disso, pode-se explorar melhor outras geometrias de linha de transmissão de onda lenta para se aprimorar ainda mais o casamento de velocidades de propagação.

Por fim, como trabalho futuro, propõe-se a caracterização experimental do dispositivo para a efetiva validação dos métodos de projeto utilizados.

Referências

- [1] Cisco, “Cisco Global Cloud Index: Forecast and Methodology, 2015–2020,” tech. rep., Cisco.
- [2] Wavelength-division multiplexing, “Wavelength-division multiplexing — Wikipedia, the free encyclopedia,” 2018. [Online; accessed 07-June-2018].
- [3] G. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, Wiley, 2012.
- [4] D. A. B. Miller, “Device requirements for optical interconnects to silicon chips,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 97, pp. 1166–1185, July 2009.
- [5] M. Chacinski, U. Westergren, B. Willen, B. Stoltz, and L. Thylen, “Electroabsorption modulators suitable for 100-Gb/s ethernet,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 29, pp. 1014–1016, Sept 2008.
- [6] S. Kodama, T. Yoshimatsu, and H. Ito, “500 Gbit/s optical gate monolithically integrating photodiode and electroabsorption modulator,” *Electronics Letters*, vol. 40, pp. 555–556, April 2004.
- [7] Q. Xu, S. Manipatruni, B. Schmidt, J. Shakya, and M. Lipson, “12.5 Gbit/s carrier-injection-based silicon micro-ring silicon modulators,” *Opt. Express*, vol. 15, pp. 430–436, Jan 2007.
- [8] M. Lipson, “Compact electro-optic modulators on a silicon chip,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, pp. 1520–1526, Nov 2006.
- [9] G. T. Reed and C. J. Png, “Silicon optical modulators,” *Materials Today*, vol. 8, no. 1, pp. 40 – 50, 2005.
- [10] R. Ding, Y. Liu, Q. Li, Y. Yang, Y. Ma, K. Padmaraju, A. E.-J. Lim, G.-Q. Lo, K. Bergman, T. Baehr-Jones, and M. Hochberg, “Design and characterization of a 30-GHz bandwidth low-power silicon traveling-wave modulator,” *Optics Communications*, vol. 321, pp. 124–133, June 2014.

-
- [11] D. J. Thomson, F. Y. Gardes, Y. Hu, G. Mashanovich, M. Fournier, P. Grosse, J.-M. Fedeli, and G. T. Reed, "High contrast 40Gbit/s optical modulation in silicon," *Opt. Express*, vol. 19, pp. 11507–11516, Jun 2011.
 - [12] M. Ziebell, D. Marris-Morini, G. Rasigade, J.-M. Fédéli, P. Crozat, E. Cassan, D. Bouville, and L. Vivien, "40 Gbit/s low-loss silicon optical modulator based on a pipin diode," *Opt. Express*, vol. 20, pp. 10591–10596, May 2012.
 - [13] D. J. Thomson, F. Y. Gardes, J. M. Fedeli, S. Zlatanovic, Y. Hu, B. P. P. Kuo, E. Myslivets, N. Alic, S. Radic, G. Z. Mashanovich, and G. T. Reed, "50-Gb/s silicon optical modulator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, pp. 234–236, Feb 2012.
 - [14] R. Ding, Y. Liu, Y. Ma, Y. Yang, Q. Li, A. E.-J. Lim, G.-Q. Lo, K. Bergman, T. Baehr-Jones, and M. Hochberg, "High-speed silicon modulator with slow-wave electrodes and fully independent differential drive," *J. Lightwave Technol.*, vol. 32, pp. 2240–2247, Jun.
 - [15] F. Merget, S. S. Azadeh, J. Mueller, B. Shen, M. P. Nezhad, J. Hauck, and J. Witzens, "Silicon photonics plasma-modulators with advanced transmission line design," *Opt. Express*, vol. 21, pp. 19593–19607, Aug 2013.
 - [16] L. Chen, C. R. Doerr, P. Dong, and Y. kai Chen, "Monolithic silicon chip with 10 modulator channels at 25 Gbps and 100-Ghz spacing," *Opt. Express*, vol. 19, pp. B946–B951, Dec 2011.
 - [17] D. Patel, S. Ghosh, M. Chagnon, A. Samani, V. Veerasubramanian, M. Osman, and D. V. Plant, "Design, analysis, and transmission system performance of a 41 Ghz silicon photonic modulator," *Opt. Express*, vol. 23, pp. 14263–14287, Jun 2015.
 - [18] X. Xiao, M. Li, Z. Li, L. Wang, Q. Yang, and S. Yu, "Substrate removed silicon Mach-Zehnder modulator for high baud rate optical intensity modulations," in *2016 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, pp. 1–3, March 2016.
 - [19] G. T. Reed, G. Z. Mashanovich, F. Y. Gardes, M. Nedeljkovic, Y. Hu, D. J. Thomson, K. Li, P. R. Wilson, S.-W. Chen, and S. S. Hsu, "Recent breakthroughs in carrier depletion based silicon optical modulators," *Nanophotonics*, vol. 3, Jan. 2014.
 - [20] D. A. Motta, Y. R. R. Bustamante, A. P. Freitas, G. B. de Farias, U. C. Moura, and L. H. Gabrielli, "Design of a 40 ghz bandwidth slow-wave silicon modulator," in *2017 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*, pp. 1–5, Aug 2017.

-
- [21] M. Seimetz, *High-Order Modulation for Optical Fiber Transmission*. Springer Series in Optical Sciences, Springer Berlin Heidelberg, 2009.
 - [22] D. Patel, “Design, analysis, and performance of a silicon photonic traveling wave mach-zehnder modulator,” diploma thesis, McGill University, 2014.
 - [23] Y. Zhang, S. Yang, A. E.-J. Lim, G.-Q. Lo, C. Galland, T. Baehr-Jones, and M. Hochberg, “A compact and low loss Y-junction for submicron silicon waveguide,” *Opt. Express*, vol. 21, pp. 1310–1316, Jan 2013.
 - [24] R. Halir, I. Molina-Fernandez, A. Ortega-Monux, J. G. Wanguemert-Perez, D. X. Xu, P. Cheben, and S. Janz, “A design procedure for high-performance, rib-waveguide-based multimode interference couplers in silicon-on-insulator,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, pp. 2928–2936, Aug 2008.
 - [25] D. Dai, J.-J. He, and S. He, “Compact silicon-on-insulator-based multimode interference coupler with bilevel taper structure,” *Appl. Opt.*, vol. 44, pp. 5036–5041, Aug 2005.
 - [26] Z. Lu, H. Yun, Y. Wang, Z. Chen, F. Zhang, N. A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, “Broadband silicon photonic directional coupler using asymmetric-waveguide based phase control,” *Opt. Express*, vol. 23, pp. 3795–3808, Feb 2015.
 - [27] Lithium Niobate, “Lithium niobate — Wikipedia, the free encyclopedia,” 2018. [Online; accessed 17-June-2018].
 - [28] K. Noguchi, O. Mitomi, and H. Miyazawa, “Millimeter-wave ti:LiNbO₃ optical modulators,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, p. 615, Apr 1998.
 - [29] H. Chen, “Development of an 80 Gbit/s InP-based Mach-Zehnder modulator,” diploma thesis, Technischen Universität Berlin, 2007.
 - [30] R. S. Jacobsen, K. N. Andersen, P. I. Borel, J. Fage-Pedersen, L. H. Frandsen, O. Hansen, M. Kristensen, A. V. Lavrinenko, G. Moulin, H. Ou, C. Peucheret, B. Zsigri, and A. Bjarklev, “Strained silicon as a new electro-optic material,” *Nature*, vol. 441, p. 199–202, May 2006.
 - [31] Kramers–Kronig relations, “Kramers–Kronig relations — Wikipedia, the free encyclopedia,” 2017. [Online; accessed 19-November-2017].
 - [32] R. A. Soref and B. R. Bennett, “Electrooptical effects in silicon,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, pp. 123–129, Jan. 1987.

-
- [33] M. Nedeljkovic, R. A. Soref, and G. Z. Mashanovich, “Free-carrier electro-absorption and electro-refraction modulation in group iv materials at mid-infrared wavelengths,” in *Silicon Photonics VII* (J. Kubby and G. T. Reed, eds.), vol. 8266, pp. 82660Y–82660Y–7, SPIE, feb 2012.
 - [34] X. Wu, *High Performance Optical Transmitter Ffr Next Generation Supercomputing and Data Communication*. PhD thesis, University of Pennsylvania, 2014.
 - [35] S. Zhu and G. Q. Lo, “Designs of silicon MIS phase modulator with a deposited AlN film as the gate dielectric,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, pp. 1236–1239, June 2015.
 - [36] V. M. N. Passaro and F. Dell’Olio, “Scaling and optimization of MOS optical modulators in nanometer SOI waveguides,” *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 7, pp. 401–408, July 2008.
 - [37] Y. Maegami, G. Cong, M. Ohno, M. Okano, K. Itoh, N. Nishiyama, S. Arai, and K. Yamada, “High-efficiency silicon Mach-Zehnder modulator with vertical PN junction based on fabrication-friendly strip-loaded waveguide,” in *2017 IEEE 14th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, pp. 21–22, Aug 2017.
 - [38] N. Ishikura, K. Goi, H. Ishihara, S. Sakamoto, K. Ogawa, T. Y. Liow, X. Tu, G. Q. Lo, and D. L. Kwong, “Low-voltage carrier-depletion silicon Mach-Zehnder modulator at high temperatures without thermo-electric cooling,” in *2016 21st OptoElectronics and Communications Conference (OECC) held jointly with 2016 International Conference on Photonics in Switching (PS)*, pp. 1–3, July 2016.
 - [39] p–n junction, “p–n junction — Wikipedia, the free encyclopedia,” 2017. [Online; accessed 10-December-2017].
 - [40] D. Patel, V. Veerasubramanian, S. Ghosh, A. Samani, Q. Zhong, and D. V. Plant, “High-speed compact silicon photonic Michelson interferometric modulator,” *Opt. Express*, vol. 22, pp. 26788–26802, Nov 2014.
 - [41] S. Akiyama, M. Imai, T. Baba, T. Akagawa, N. Hirayama, Y. Noguchi, M. Seki, K. Koshino, M. Toyama, T. Horikawa, and T. Usuki, “Compact PIN-diode-based silicon modulator using side-wall-grating waveguide,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 19, pp. 74–84, Nov 2013.
 - [42] F. Gan, S. J. Spector, M. W. Geis, M. E. Grein, R. T. Schulein, J. U. Yoon, T. M. Lyszczarz, and F. X. Kartner, “Compact, low-power, high-speed silicon electro-optic modulator,” in *2007 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pp. 1–2, May 2007.

-
- [43] H. Jayatilleka, W. D. Sacher, and J. K. S. Poon, “Analytical model and fringing-field parasitics of carrier-depletion silicon-on-insulator optical modulation diodes,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 5, pp. 2200211–2200211, Feb 2013.
 - [44] imec, “imec-ePIXfab SiPhotonics: iSiPP50G,” 2017. [Online; accessed 04-December-2017].
 - [45] D. Pérez-Galacho, D. Marris-Morini, R. Stoffer, E. Cassan, C. Baudot, T. Korthorst, F. Boeuf, and L. Vivien, “Simplified modeling and optimization of silicon modulators based on free-carrier plasma dispersion effect,” *Opt. Express*, vol. 24, pp. 26332–26337, Nov 2016.
 - [46] L. Chrostowski and M. Hochberg, *Silicon Photonics Design: From Devices to Systems*. Cambridge University Press, 1 ed., 2015.
 - [47] H. Yu, W. Bogaerts, and A. D. Keersgieter, “Optimization of ion implantation condition for depletion-type silicon optical modulators,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, pp. 1763–1768, Dec 2010.
 - [48] V. R. Almeida, R. R. Panepucci, and M. Lipson, “Nanotaper for compact mode conversion,” *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 1302–1304, Aug 2003.
 - [49] G. Roelkens, P. Dumon, W. Bogaerts, D. V. Thourhout, and R. Baets, “Efficient silicon-on-insulator fiber coupler fabricated using 248-nm-deep UV lithography,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, pp. 2613–2615, Dec 2005.
 - [50] D. Taillaert, P. Bienstman, and R. Baets, “Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides,” *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 2749–2751, Dec 2004.
 - [51] F. V. Laere, W. Bogaerts, P. Dumon, G. Roelkens, D. V. Thourhout, and R. Baets, “Focusing polarization diversity grating couplers in silicon-on-insulator,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, pp. 612–618, March 2009.
 - [52] D. Pozar, *Microwave Engineering*. Wiley, 2 ed., 1997.
 - [53] S. J. Orfanidis, “Electromagnetic waves and antennas,” 2018. [Online; accessed 06-January-2018].
 - [54] D. Williams, “Traveling waves and power waves: Building a solid foundation for microwave circuit theory,” *IEEE Microwave Magazine*, vol. 14, pp. 38–45, Nov 2013.
 - [55] D. F. Williams, S. Member, and B. K. Alpert, “A general waveguide circuit theory,” *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, vol. 97, pp. 533–562, 1992.

-
- [56] D. A. Frickey, "Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 42, pp. 205–211, Feb 1994.
 - [57] R. G. Walker, "High-speed III-V semiconductor intensity modulators," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 654–667, Mar 1991.
 - [58] H. Yu and W. Bogaerts, "An equivalent circuit model of the traveling wave electrode for carrier-depletion-based silicon optical modulators," *J. Lightwave Technol.*, vol. 30, pp. 1602–1609, Jun 2012.
 - [59] X. Tu, K.-F. Chang, T.-Y. Liow, J. Song, X. Luo, L. Jia, Q. Fang, M. Yu, G.-Q. Lo, P. Dong, and Y.-K. Chen, "Silicon optical modulator with shield coplanar waveguide electrodes," *Opt. Express*, vol. 22, pp. 23724–23731, Sep 2014.
 - [60] E. Carlsson and S. Gevorgian, "Conformal mapping of the field and charge distributions in multilayered substrate CPWs," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, pp. 1544–1552, Aug 1999.
 - [61] E. Chen and S. Y. Chou, "Characteristics of coplanar transmission lines on multilayer substrates: Modeling and experiments," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, p. 939–945, Jun 1997.
 - [62] H. B. Palmer, "The capacitance of a parallel-plate capacitor by the Schwartz-Christoffel transformation," *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. 56, pp. 363–366, March 1937.
 - [63] Y. Zhou, L. Zhou, H. Zhu, C. Wong, Y. Wen, L. Liu, X. Li, and J. Chen, "Modeling and optimization of a single-drive push-pull silicon Mach-Zehnder modulator," *Photon. Res.*, vol. 4, pp. 153–161, Aug 2016.
 - [64] J. Witzens, T. Baehr-Jones, and M. Hochberg, "Design of transmission line driven slot waveguide Mach-Zehnder interferometers and application to analog optical links," *Opt. Express*, vol. 18, pp. 16902–16928, Aug 2010.
 - [65] P. Dong, L. Chen, and Y. kai Chen, "High-speed low-voltage single-drive push-pull silicon Mach-Zehnder modulators," *Opt. Express*, vol. 20, pp. 6163–6169, Mar 2012.
 - [66] L. Chen, P. Dong, and Y. K. Chen, "Chirp and dispersion tolerance of a single-drive push-pull silicon modulator at 28 Gb/s," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, pp. 936–938, June 2012.
 - [67] M. Chagnon, M. Osman, M. Poulin, C. Latrasse, J.-F. Gagné, Y. Painchaud, C. Paquet, S. Lessard, and D. Plant, "Experimental study of 112 Gb/s short reach transmission

-
- employing PAM formats and SiP intensity modulator at $1.3\ \mu\text{m}$,” *Opt. Express*, vol. 22, pp. 21018–21036, Aug 2014.
- [68] S. H. Lin and S.-Y. Wang, “High-throughput GaAs PIN electrooptic modulator with a 3-dB bandwidth of 9.6 GHz at $1.3\ \mu\text{m}$,” *Appl. Opt.*, vol. 26, pp. 1696–1700, May 1987.
- [69] J. Shin, C. Ozturk, S. R. Sakamoto, Y. J. Chiu, and N. Dagli, “Novel T-rail electrodes for substrate removed low-voltage high-speed GaAs/AlGaAs electrooptic modulators,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, pp. 636–643, Feb 2005.
- [70] N. A. F. Jaeger and Z. K. F. Lee, “Slow-wave electrode for use in compound semiconductor electrooptic modulators,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 1778–1784, Aug 1992.
- [71] J. Shin, S. R. Sakamoto, and N. Dagli, “Conductor loss of capacitively loaded slow wave electrodes for high-speed photonic devices,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 29, pp. 48–52, January 2011.